

Verlustmechanismen und Degradation von blauen (Al,In)GaN Laserdioden

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
der
Fakultät Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Thomas Schödl
aus Woppmannsdorf

2004

Promotionsgesuch eingereicht am: 20.12.2004

Die Arbeit wurde angeleitet von: PD Dr. U. T. Schwarz

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr. T. Wettig
1. Gutachter:	PD Dr. U. T. Schwarz
2. Gutachter:	Prof. Dr. J. Zweck
weiterer Prüfer:	Prof. Dr. D. Göritz

Für Anja

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Materialsystem	9
2.1	Substrat	9
2.2	Gruppe-III Nitride	11
2.2.1	Bandstruktur	12
2.2.2	Wachstum und Defektbildung in GaN	13
2.2.3	Optische Eigenschaften von GaN/InGaN-Quantenfilmen	15
3	GaN-Laserdioden	17
3.1	Funktionsweise von Laserdioden	17
3.1.1	Der p-n-Übergang	17
3.1.2	Ratengleichungen für Elektronen und Photonen	21
3.1.3	Elektrische und optische Eigenschaften von Laserdioden	24
3.2	Aufbau der OSRAM-Laserdioden	26
3.2.1	Struktur der Laserdioden	26
3.2.2	Unterschiedliche Prozessierung der Laserdioden	29
3.2.3	Montierung der Laserdioden	31
4	Simulation der optischen Mode	33
4.1	Bandlücke von GaN, InGaN und AlGaN	33
4.2	Transfermatrix-Methode	38
4.3	Optische Mode im Laserresonator	40

5	Übersicht Alterungsursachen	45
5.1	Charakterisierung der Alterung	45
5.2	Elektrische Verlustleistung	47
5.3	Alterungsrate	48
6	Verstärkungsmessung mit der Hakki–Paoli–Methode	51
6.1	Hakki–Paoli–Methode	51
6.2	Messaufbau	55
6.2.1	Laserdioden–Treiber	55
6.2.2	Optischer Aufbau	56
6.2.3	Monochromator	58
6.2.4	CCD–Kamera	59
6.2.5	Messprozedur	60
6.3	Parasitäre Wellenleitermoden	61
6.4	Messung der parasitären Moden und Bestimmung von α_i	68
6.5	Untersuchung von Kinks in der I – P –Kennlinie	75
6.5.1	Spektrale Analyse der Kinks	77
6.5.2	Verhalten der Kinks während der Alterung	80
6.5.3	Temperaturabhängigkeit der Kinks	81
7	Alterungsmessungen an OSRAM–Laserdioden	85
7.1	Messaufbau	85
7.2	Alterung bei konstanter optischer Ausgangsleistung	87
7.3	Alterung bei konstantem Strom	90
7.4	Alterungsraten in Abhängigkeit der optischen Ausgangsleistung	93
7.5	Katastrophaler optischer Schaden	95
8	Facettenalterung	99
8.1	Alterung von Dioden mit unterschiedlich behandelten Facetten	99
8.2	Alterung in verschiedenen Atmosphären	102
8.2.1	Alterung in wasserdampfhaltigen Atmosphären	104
8.2.2	Theoretisches Modell der Alterung unbeschichteter Laserdioden in wasserdampfhaltigen Atmosphären	109
8.2.3	Alterung unbeschichteter Laserdioden in reinem Stickstoff	114

9 Zusammenfassung	119
A Verwendete Symbole und Abkürzungen	123

Kapitel 1

Einleitung

Weltweit arbeiten Forscher an immer größeren, schnelleren und preisgünstigeren digitalen Speichern. Eine Schlüsselkomponente hierfür sind blaue oder violette Laser. Denn mit ihrer Hilfe können deutlich mehr Daten als bisher auf CD und DVD gespeichert werden. Gegenüber den herkömmlichen roten Diodenlasern haben blaue einen entscheidenden Vorteil: Sie strahlen Licht mit einer deutlich kürzeren Wellenlänge aus. Aus diesem Grund lässt es sich besser bündeln und die Informationen können dichter geschrieben werden.

Welchen großen Einfluss die Wellenlänge des Lichts hat, zeigt schon der Sprung von CD zur DVD. Während in herkömmlichen CD-ROM-Laufwerken Infrarotlaser mit einer Wellenlänge von 780 nm arbeiten, werden bei der DVD-Technik bereits kurzwellige Laser eingesetzt, die im sichtbaren roten Wellenlängenbereich bei 640 nm emittieren: So ist es möglich, statt nur 650 Megabyte, wie bei einer CD-ROM, bis zu 4,7 Gigabyte zu speichern. Durch den Einsatz von blauen bzw. violetten Diodenlasern mit etwa 410 nm Wellenlänge ließe sich die Kapazität der DVD auf über 20 Gigabyte steigern, entsprechende Standards wie BluRay oder HD-DVD sind bereits beschlossen [11, 7]. Besonders im Hinblick auf den kommenden hochauflösenden Fernsehstandard HDTV sind neue Speichermedien von Nöten, da durch die deutlich höheren Bildinformationen auch größerer Speicherplatz auf kompakten Medien gefordert wird.

Jedoch sind digitale Speichermedien nicht das einzige Einsatzgebiet für blaue Laserdioden. Besonders in der Biologie und Medizintechnik wird oft mit optischer Anregung im blauen oder ultravioletten Spektralbereich gearbeitet, was im Moment nur mit aufwendigen Lasersystemen realisiert werden kann. Auch die Unterhaltungselektronik wartet auf Laserdioden im blauen Spektralbereich um das angekündigte Laser-TV realisieren zu können, das durch die hohe Auflösung gestochen scharfe Bilder verspricht.

Doch lange Jahre scheiterte die Herstellung blauer Laser an Materialproblemen.

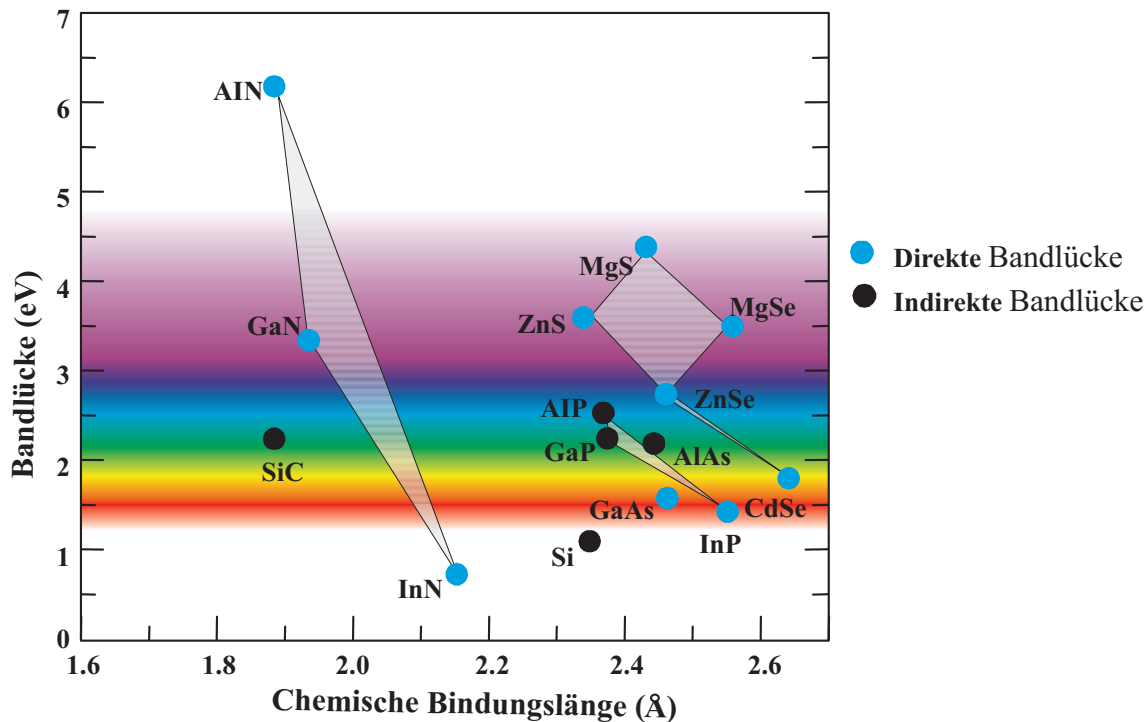


Abbildung 1.1: Übersicht über Bandlücke und chemische Bindungslänge gängiger Halbleiter für die Optoelektronik.

Denn herkömmliche Halbleiter-Werkstoffe der Optoelektronik wie Galliumarsenid oder Galliumphosphid geben nur infrarotes oder rotes Licht ab. Abbildung 1.1 zeigt eine Übersicht über Bandlücke und chemische Bindungslänge gängiger Halbleiter für die Optoelektronik. Die Verbindungslinien geben an, welchen Spektralbereich ternäre oder quaternäre Verbindungen abdecken können. Man sieht, dass sich durch (In,Al)GaN-Verbindungen prinzipiell der komplette sichtbare und der nahe ultraviolette Spektralbereich abdecken lassen.

Die Herstellung qualitativ hochwertiger einkristalliner Schichten, wie sie für Diodenlaser benötigt werden, ist bei Galliumnitrid jedoch sehr schwierig: Da es nur schwer als massiver Einkristall gewachsen werden kann, muss ein anderes Material – meist Saphir oder Siliziumkarbid – als Substrat dienen, um den Kristall gezielt Schicht für Schicht wachsen zu lassen. Bisher stellen die japanischen Firmen Nichia und Sony als einzige Unternehmen kommerziell blaue Laser her. Um das attraktive Zukunftsgeschäft mit kurzwelligen Halbleiterlasern nicht allein den asiatischen Anbietern zu überlassen, startete das Bundesforschungsministerium 1998 ein Verbundprojekt. Gemeinsam arbeiten OSRAM Opto Semiconductors in Regensburg, das Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg, die Universitäten in Ulm und Stuttgart, die TU Braunschweig sowie die Universität Regensburg an der Entwicklung der ersten europäischen blauen Halbleiterlaserdioden [5].

Im Rahmen dieses Forschungsprojekts entstand auch diese Arbeit. Ziel dieser Arbeit

ist es, das Degradationsverhalten, sowie Verlustmechanismen von Laserdioden auf SiC- oder GaN-Substrat zu klassifizieren und somit die Lebensdauer der Laserdioden zu erhöhen.

Dazu möchte ich zuerst die verwendeten Materialsysteme vorstellen und auf einzelne Probleme beim Wachstum der Schichten eingehen. Danach gehe ich auf die Funktionsweise der GaN-Laserdioden ein und stelle den Zusammenhang zwischen optischen und elektrischen Eigenschaften der Laserdioden her. Im Anschluss zeige ich den konkreten Aufbau der Laserdioden, die uns von OSRAM Opto Semiconductors zur Verfügung gestellt wurden, und gehe auf die Unterschiede in den verschiedenen Prozessierungs- und Montierungsarten ein. Ausgehend von diesem Schichtaufbau der GaN-Laserdioden stelle ich eine Möglichkeit der Simulation der optischen Mode vor, mit der sich bereits vorab Verlustmechanismen, wie z. B. parasitäre Wellenleitermoden, identifizieren lassen.

Im experimentellen Teil dieser Arbeit zeige ich zuerst die Möglichkeiten, die sich mit Messungen nach der Hakki-Paoli-Methode realisieren lassen. Weiter gehe ich dann auf die Messung der internen Verluste ein und zeige, wie man mit dem Hakki-Paoli-Aufbau die Besonderheiten in der Strom-optische Leistung-Kennlinie einiger Laserdioden nachweisen und diese Modensprünge klassifizieren kann.

Der größte Teil dieser Arbeit befasst sich mit Alterungsexperimenten der GaN-Laserdioden, wobei ich besonders auf Zusammenhänge mit bekannten Problemen aus GaAs-Laserdiodensystemen eingehe. Ein ebenfalls großer Teil der Alterungsexperimente befasst sich mit dem Degradationsverhalten unbeschichteter Laserdioden auf SiC-Substrat in unterschiedlichen Atmosphären, die aufgrund der unbehandelten Facetten eine wichtige Rolle für kommende Laserdioden auf GaN-Substrat spielen. Diese neue Generation von Laserdioden auf GaN-Substrat sind eng mit den Laserdioden auf SiC-Substrat verwandt, da sie ebenfalls gespaltene Facetten besitzen und nicht, wie bei Laserdioden auf Saphir-Substrat, geätzt werden müssen.

Kapitel 2

Materialsystem

In diesem Kapitel sollen die verwendeten Materialien vorgestellt werden. Zuerst stelle ich die am häufigsten verwendeten Substrate vor und gehe darauf ein, warum OSRAM Siliziumkarbid als Substrat gewählt hat. Danach stelle ich die chemischen und strukturellen Eigenschaften der Gruppe-III Nitride dar und gehe kurz auf den Wachstumsprozess ein.

2.1 Substrat

Als Substrat würde sich GaN selbst anbieten. Leider sind ausreichend große und defektarme Wafer, zumindest in Europa, noch nicht erhältlich. Daher muss man auf ein Fremdsubstrat ausweichen. Die gebräuchlichsten Substrate für Galliumnitrid sind Silizium, Saphir und 6H-Siliziumkarbid. Jedes dieser Substrate bietet Vor- und Nachteile. Tabelle 2.1 zeigt die Eigenschaften der verschiedenen Substrate.

Silizium als Substrat für GaN bietet sich vor allem dadurch an, dass die Prozesstechnik auf Silizium sehr weit fortgeschritten ist und Wafer mit großem Durchmesser und sehr geringen Kristallfehlern erhältlich sind. Nicht zuletzt ist auch der Preis von Siliziumwafern im Vergleich zu anderen Fremdsubstraten sehr günstig. Wie Tabelle 2.1 aber zeigt, ist die Gitterfehlenganpassung an GaN sehr hoch, was zu sehr vielen Kristallfehlern beim Wachstum führt. Auch kommt es durch den großen Unterschied im Wärmeausdehnungskoeffizienten zu einer tensilen Verspannung und zu Rissen beim Abkühlen nach der Epitaxie. Trotz dieser Nachteile und großer Defektdichten wurden schon GaN-Bauelemente auf Siliziumsubstrat realisiert [21, 38].

Saphir (Al_2O_3) bietet hier eine bessere Anpassung an GaN. Auch auf Saphir ist die Prozesstechnik weit entwickelt und Wafer sind mit großem Durchmesser erhältlich. Ein Vorteil von Saphir gegenüber Silizium ist auch, dass dieses Substrat im gewünschten Wellenlängenbereich transparent ist. Der große Nachteil von Al_2O_3 ist

Material	Gitterfehlانpassung	Spaltfläche
Si	20,1%	(111)
6H-SiC	-3,4%	(1 $\bar{1}$ 00)
Al ₂ O ₃	-13,8%	(1 $\bar{1}$ 02)

Tabelle 2.1: Eigenschaften verschiedener Fremd-Substrate für GaN

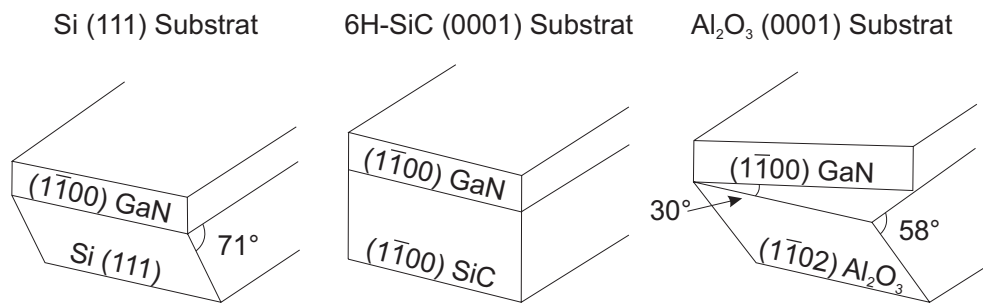


Abbildung 2.1: Spaltflächen von GaN auf verschiedenen Substraten.

allerdings, dass dieses Substrat elektrisch isolierend ist. Dadurch kann kein vertikaler Stromfluss realisiert werden. p- und n-Kontakt müssen nebeneinander platziert werden. Das erhöht den Fertigungsaufwand und damit auch die Kosten der Laserdioden. Einen weiteren Nachteil zeigt die Abbildung 2.1. Man sieht hier, dass GaN und Al₂O₃ keine gemeinsamen Spaltflächen besitzen. Die Laserfacetten müssen daher geätzt werden, was den Fertigungsaufwand und damit die Kosten wiederum erhöht. Nichia nutzt Saphir trotz dieser Nachteile erfolgreich als Substrat für ihre Laserdioden.

OSRAM hat sich für 6H-Siliziumcarbid als Substrat für GaN-Laserdioden und GaN-LEDs entschieden. Siliziumcarbid hat im Vergleich zu den bisher vorgestellten Substraten einige Nachteile. Die bisher verfügbaren Wafer erreichen nur eine Größe von bis zu zwei Zoll. Auch ist die Defektdichte der Wafer im Vergleich zu Silizium oder Saphir sehr hoch. Als großen Vorteil jedoch bietet Siliziumcarbid die beste Gitterfehlانpassung an Galliumnitrid. Trotz der nur 3,4 % Gitterfehlانpassung haben die Wafer immer noch eine Defektdichte in der Größenordnung von 10^9 cm^{-2} , was zum Teil auch auf die vorhandenen Defekte im Substrat zurückzuführen ist. Es werden unterschiedliche Methoden angewandt, die Defektdichte zu reduzieren. Man versucht z. B. durch strukturiertes Überwachsen (ELOG) die Wachstumsrichtung der Defekte zu ändern und so eine defektarme Oberfläche zu erzeugen. Durch die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten sind nur wenige μm dicke GaN-Schichten realisierbar. Als großen Vorteil bietet Siliziumcarbid jedoch die Möglichkeit, GaN-Laserdioden mit einem vertikalen Strompfad zu produzieren. Dies senkt die nötigen Prozessschritte und bietet zudem die Möglichkeit, diese Prozesstech-

nik nahezu unverändert auf GaN-Substrate zu übertragen, sobald diese in ausreichender Größe verfügbar sind. Vereinzelt Tests auf GaN-Substraten wurden schon durchgeführt und werden in dieser Arbeit kurz vorgestellt. Ein weiterer Vorteil ist auch, dass 6H-SiC und GaN die gemeinsame Spaltfläche $(1\bar{1}00)$ besitzen (siehe Abb. 2.1). So können die Laserfacetten durch Brechen erzeugt werden. Die so erhaltenen Laserfacetten bieten eine Oberflächenrauigkeit von unter 1 nm. Auch bietet Siliziumcarbid eine hohe Wärmeleitfähigkeit von 4,9 W/cmK [4], im Vergleich dazu liegt die Wärmeleitfähigkeit von GaN bei 1,55 W/cmK [60] und von Saphir bei 0,046 W/cmK [29]. Auf diese Weise wird durch das Substrat die in der aktiven Zone erzeugte Wärme effektiv abgeführt und somit eine erhöhte Alterung der Laserdiode verhindert. Insgesamt wiegen diese Vorteile die Nachteile mehr als auf, so dass sich Siliziumcarbid als Substrat für GaN-Laserdioden sehr gut eignet.

2.2 Gruppe-III Nitride

Es gibt drei große Kristall-Strukturen, die alle III-V Halbleiter gemeinsam haben: Die Wurtzit-Struktur, die Zinkblende-Struktur und die NaCl-Struktur. Üblicherweise wird GaN in der Wurtzit-Struktur gewachsen, man kann aber die Zink-Blende unter Verwendung bestimmter Substrate wie Si, MgO und GaAs erzwingen. Hier ist, durch den kubischen Aufbau des Substrats, die Gitteranpassung der Zinkblende-Struktur besser. Die NaCl-Struktur wird nur unter sehr hohem Druck erreicht.

Abbildung 2.2 zeigt die Wurtzit-Kristallstruktur von GaN. Bei InN und AlN wird die gleiche Struktur gewachsen, die Abbildung ist also äquivalent für alle drei Materialsysteme. Im Kristallgitter wird jedes Galliumatom von vier Stickstoffatomen umgeben, umgekehrt wird jedes Stickstoffatom von vier Galliumatomen umgeben. Die Wurtzit-Struktur basiert auf einer hexagonalen Basiszelle und besitzt daher zwei Gitterkonstanten a und c . Tabelle 2.2 zeigt die Gitterkonstanten für alle drei

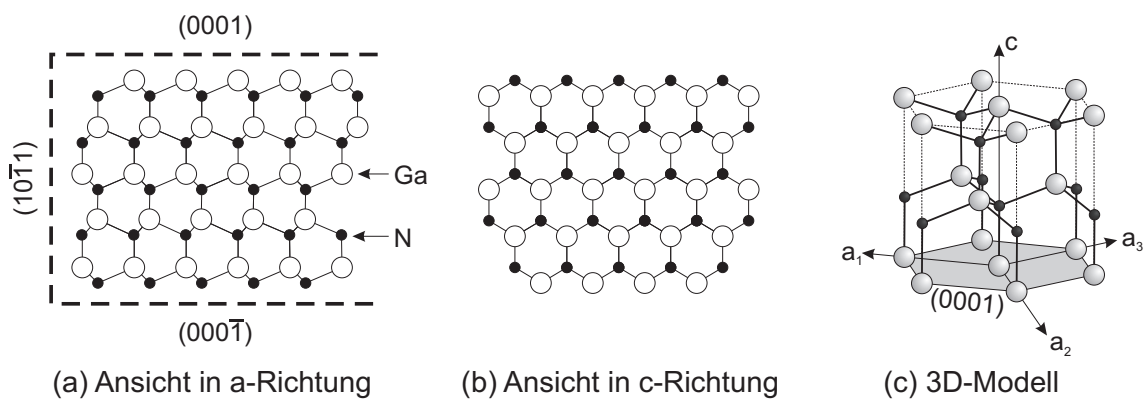


Abbildung 2.2: Wurtzit-Gitterstruktur von GaN.

Material	Bandlücke [eV] (bei 300 K)	Gitterkonstante a [Å]	Gitterkonstante c [Å]
GaN	3,39	3,189	5,185
AlN	6,2	3,112	4,982
InN	0,7	3,548	7,60

Tabelle 2.2: Bandlücke und Gitterkonstanten für die Wurtzit-Struktur von GaN, AlN und InN [19].

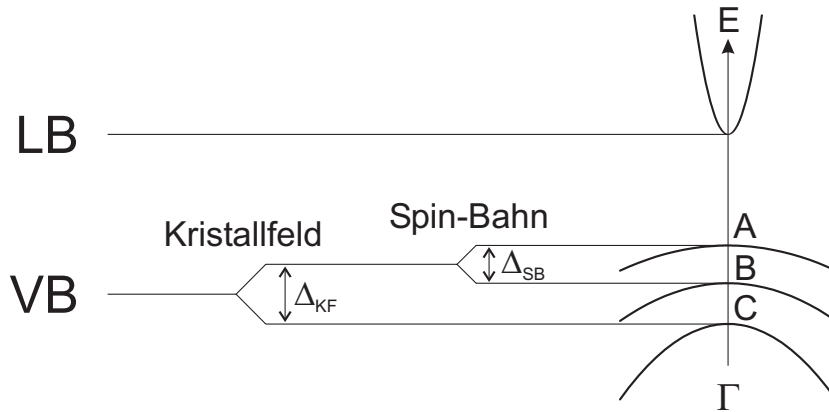


Abbildung 2.3: Bandstruktur von GaN am Γ -Punkt mit Kristallfeld und Spin-Bahn-Aufspaltung und der daraus resultierenden A,B und C Valenzbänder. Nach [19]

Halbleitersysteme. Diese Gitterkonstanten sind allerdings abhängig von den Wachstumsbedingungen, so dass, abhängig von der Anzahl der Fehlstellen, Dotierungen und Unreinheiten, eine andere Gitterkonstante bestimmt werden kann. Vor allem bei hohen Dotierungen wird bei GaN eine höhere Gitterkonstante festgestellt.

Die in Tabelle 2.2 angegebenen Bandlücken zeigen, dass sich durch die ternären Verbindungen AlGaIn oder InGaIn bzw. die quaternäre Verbindung AlInGaIn das gesamte sichtbare Spektrum bis weit ins UV erzeugen lässt. Da diese Verbindungen alle direkte Halbleiter sind, ergeben sich so vielversprechende Materialien für LED's und Laserdioden.

2.2.1 Bandstruktur

Abbildung 2.3 zeigt die Bandstruktur von GaN am Γ -Punkt. Das Valenzband ist durch das Kristallfeld und die Spin-Bahn-Kopplung in drei Valenzbänder - A,B und C - aufgespalten. Die Werte für die Kristallfeldaufspaltung Δ_{KF} schwanken je nach Quelle zwischen 10 meV und 70 meV, die Spin-Bahn-Kopplung hat eine Aufspaltung Δ_{SB} von etwa 11 meV bis 19 meV zur Folge [19]. Entsprechend der drei Valenzbänder

gibt es auch drei zugehörige Exzitonen, d. h. gebundene Elektron-Loch-Zustände mit einem Elektron im Leitungsband LB und einem zugehörigen Loch im Valenzband A, B oder C. durch die Entartung können drei Exzitonen beobachtet werden; durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung entsteht das A- (bzw. HH-, engl. heavy hole) und das B-Exziton (bzw. LH-, engl. light hole). Durch die Kristallfeldaufspaltung entsteht das C- (bzw. CF, engl. crystal field) Exziton. In GaN sind diese Bindungsenergien der Exzitonen etwa fünfmal so hoch wie z. B. in GaAs. Daher können auch bei Raumtemperatur Exzitonen beobachtet werden. Abbildung 2.4 zeigt das Photolumineszenzspektrum von GaN mit den zugehörigen Übergängen im Bandschema. In dieser Abbildung kann man die drei freien Exzitonen nicht auflösen, es ist hier nur ein freies Exziton eingezeichnet (FX). Allerdings sieht man hier auch noch andere Exzitonen, die an Donatoren (D^0X) bzw. Akzeptoren (A^0X) gebunden sind.

GaN ist ein direkter Halbleiter und hat eine Bandlücke von 3,39 eV bei 300 K [19], bzw. eine Bandlücke von 3,51 eV bei 5 K [61]. Der direkte Halbleiter AlN besitzt bei 300 K eine Bandlücke von 6,2 eV [19] und bei 5 K eine Bandlücke von 6,23 eV [61]. Die Bandlücke von InN ist noch umstritten. Ältere Veröffentlichungen geben meist eine Bandlücke von 1,99 eV an [61], während bei neueren Veröffentlichungen die Bandlücke auf etwa 0,7 eV bis 0,8 eV korrigiert worden ist [64, 39], wobei diese Messungen noch umstritten sind und die Bandlücke von 0,7 eV auf Oberflächenzustände am Metall-InN-Übergang zurückgeführt werden können [52].

Bei ternären Verbindungen wie $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ oder $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ kann man die resultierende Bandlücke aus den Bandlücken der Ausgangsmaterialien und dem Mischungsverhältnis berechnen. Die genauen Parameter der Formel sind jedoch noch in Diskussion. Die Abweichung von einem linearen Zusammenhang wird durch den Bowing-Parameter b beschrieben. Allgemein kann man für die Bandlücke einer ternären Verbindung $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{C}$ schreiben:

$$E_g^{A_xB_{1-x}C} = xE_g^{AC} + (1-x)E_g^{BC} + x(1-x)b \quad (2.1)$$

Der Bowing-Parameter wird für AlGaN als $b = 1$ eV angegeben [40] und für InGaN als $b = 3$ eV [61]. Diese Werte streuen allerdings in der Literatur sehr stark, da ein Vergleich verschiedener Proben durch die hohen internen Felder, durch Verspannungen im Kristall und durch die Entmischung (vor allem bei InGaN) kaum möglich ist.

2.2.2 Wachstum und Defektbildung in GaN

Ich möchte hier kurz die drei gebräuchlichsten Epitaxie-Ansätze vorstellen, um GaN Schichten zu wachsen. Natürlich werden auch andere Verfahren genutzt; eine Übersicht über verschiedene Epitaxieverfahren ist in [2] zu finden. Die Hydrid-

Gasphasenepitaxie (HVPE, engl. hydrid vapor phase expitaxy) wird zur Herstellung geeigneter Substrate für die Homoepitaxie von GaN verwendet.

Bei der HVPE ist es im Gegensatz zu anderen Epitaxiemethoden möglich, Wachstumsraten zwischen 10 und 100 $\mu\text{m}/\text{h}$ zu erreichen. Infolge der hohen Wachstumsraten ist die HVPE-Methode nicht zur Herstellung von Bauelementen geeignet.

Bei der Metallorganik-Gasphasenepitaxie (MOVPE, engl. metal organic vapor phase epitaxy) werden als Quellen metallorganische Verbindungen verwendet, z. B. wird für Gallium Trimethyl-Gallium oder Triethyl-Gallium verwendet. Diese Vorstufen zersetzen sich bei der Prozesstemperatur zum gewünschten Element und einer organischen Restgruppe. Stickstoff wird, genau wie bei der HVPE, aus Ammoniak gewonnen. Als Transportgas wird Wasserstoff eingesetzt. Die Wachstumsgeschwindigkeit variiert zwischen 0,5 und 2,5 $\mu\text{m}/\text{h}$. Entscheidend hierfür ist die Wachstumstemperatur. GaN kann mit der MOVPE Methode bei Temperaturen zwischen 600°C und 900°C hergestellt werden. Bei diesen hohen Temperaturen diffundiert der gebundene Stickstoff aus der GaN-Schicht und es kommt durch organische Verunreinigungen aus den gespaltenen Metallorganen zum vermehrten Einbau von Kohlenstoff. Der Kohlenstoffanteil kann dabei bis zu 11 % betragen [2]. Somit ist die residuale Dotierung der GaN-Filme höher als bei der HVPE. Durch das Wachsen bei niedrigen Temperaturen kann der Kohlenstoffeinbau vermieden werden. Dies führt jedoch zu strukturellen Defekten in der Schicht.

Die Molekular-Strahl-Epitaxie (MBE, engl. molecular beam epitaxy) ist eine geeignete Technik zur Herstellung dünner Halbleiterschichten, wie sie z. B. für Quantenwellstrukturen benötigt werden. Durch die niedrige Wachstumsrate von ca. einer Monolage pro Sekunde ist der Prozess bezüglich der Schichtabfolgerungen gut zu kontrollieren. Allerdings ist eben diese niedrige Wachstumsrate auch ein Nachteil in der industriellen Fertigung, wenn, wie z. B. beim Laser, dicke Schichten für die optische Wellenführung benötigt werden.

Die von mir verwendeten Proben der Firma OSRAM Opto Semiconductors wurden mittels Niederdruck-MOVPE hergestellt.

Das größte Problem beim GaN-Wachstum ist die sehr hohe Defektdichte von üblicherweise etwa 10^8 cm^{-2} bis 10^{10} cm^{-2} . Die besten Proben, die mir vorlagen, hatten eine Defektdichte in der Größenordnung von 10^7 cm^{-2} . Dabei ist das Problem nicht nur die Bildung von Stufen und Schraubenversetzungen, sondern auch die ungewollte Dotierung, die oben angesprochen wurde. Vor allem das Trägergas Wasserstoff hat die Eigenschaft, die p-Dotierung zu passivieren, was zusätzliche Prozessschritte erfordert. Wie oben schon angesprochen, entstehen natürlich aus den metallorganischen Quellen organische Restgruppen und somit auch Kohlenstoff, der ebenfalls mit eingebaut wird. Diese Verunreinigungen führen zu den in Abbildung 2.4 sichtbaren zusätzlichen Übergängen. Die in der Photolumineszenz sichtbare „gelbe“ Lu-

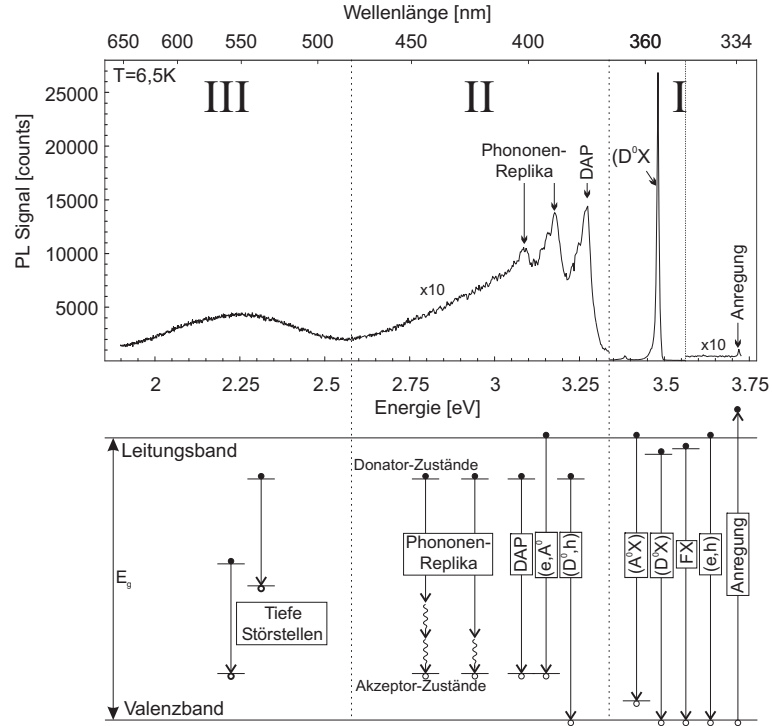


Abbildung 2.4: Photolumineszenzspektrum einer GaN-Probe mit den zugehörigen Übergängen im Bandschema [20].

mineszenz wird den tiefen Störstellen zugeordnet, die auch in nominell undotierten GaN-Schichten sichtbar ist.

2.2.3 Optische Eigenschaften von GaN/InGaN-Quantenfilmen

Um auf die im nächsten Kapitel behandelten elektrischen Eigenschaften schließen zu können, ist es wichtig, die optischen Eigenschaften von InGaN/GaN-Quantenfilmen zu kennen, da diese einen großen Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften haben. Zusätzlich zu den strukturellen Schäden findet auch noch eine Entmischung bei der ternären Verbindung InGaN statt, was die dünnen Quantenfilme in ihrer Zusammensetzung stark fluktuieren lässt. Durch diesen lokal stark unterschiedlichen Indium-Gehalt ändert sich auch die Emissionswellenlänge der Quantenfilme. Man hat somit zum Teil eine deutlich niedrigere Bandlücke, als man durch das allgemeine Verhältnis von Indium zu Gallium erwarten würde. Abbildung 2.5 zeigt eine DALI Auswertung einer TEM Aufnahme der drei Quantentröge einer Laserdiode. Man sieht auf der Abbildung den Indiumgehalt farbkodiert wiedergegeben. Blau bedeutet dabei einen Indiumgehalt von 0 % und Rot einen Indiumgehalt von über 18 %. Die drei Quantentröge sind gut zu erkennen, jedoch sieht man eine deutliche Clusterbildung im Indiumgehalt [13].

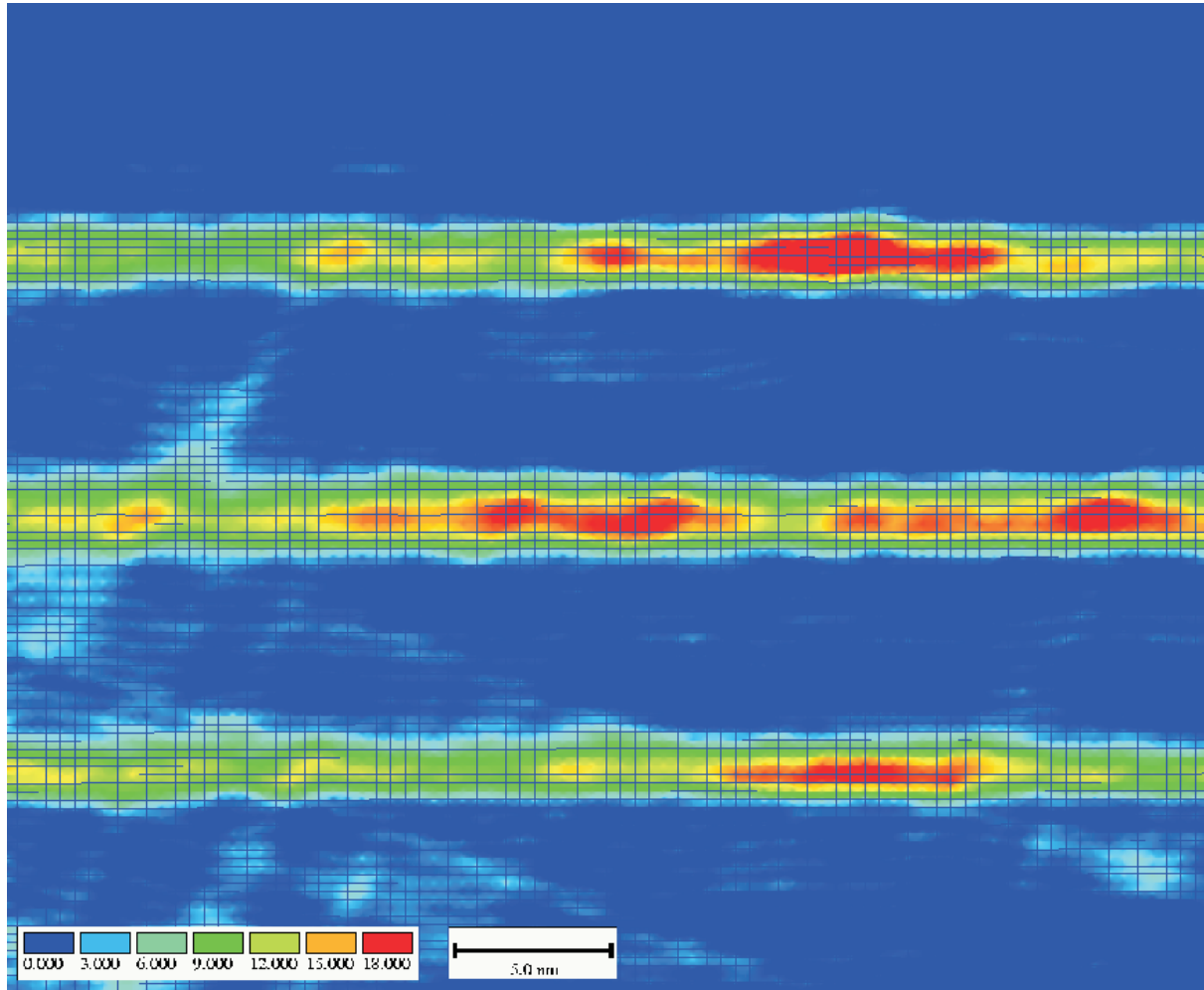


Abbildung 2.5: DALI Auswertung einer TEM-Aufnahme von der Quantentrögen einer Laserdiode [13].

Kapitel 3

GaN-Laserdioden

In diesem Kapitel soll, ausgehend von der prinzipiellen Funktionsweise von Halbleiter-Laserdioden, der Aufbau der hier verwendeten GaN-Laserdioden erklärt werden. Ich gehe zuerst auf die Lichterzeugung mittels p- und n-dotierten Halbleitern ein, um dann auf die Ratengleichungen für Elektronen und Photonen zu schließen. Die Ergebnisse dieser Herleitung verbinden die internen Verluste der Laserdiode mit dem Schwellstrom, der für die Lasertätigkeit notwendig ist. Diese Kenngrößen sind wichtig für die Charakterisierung der Defektmechanismen bei Alterungsmessungen. Nach diesen allgemeinen Zusammenhängen stelle ich die Laserdioden von OSRAM Opto Semiconductors im Detail vor. Dabei stelle ich sowohl den Aufbau als auch die unterschiedlichen Prozessierungen und Montierungen vor.

3.1 Funktionsweise von Laserdioden

In diesem Kapitel möchte ich kurz auf den p-n-Übergang eingehen. Danach stelle ich eine Theorie vor, die die gemessenen Größen mit den internen Eigenschaften der Laserdiode in Verbindung bringt.

3.1.1 Der p-n-Übergang

In diesem Kapitel möchte ich noch nicht auf die optischen Eigenschaften eingehen, sondern den prinzipiellen Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie einer idealen Diode zeigen und diesen dann auf eine reale Diode übertragen. Die Strom-Spannungs-Kennlinie ist eine wichtige Messgröße, die Rückschlüsse auf Alterungsmechanismen wie Leckströme oder Barrierenerhöhung erlaubt.

Wie jede andere Halbleiterdiode auch, bestehen die GaN-Laserdioden aus einem positiv (p)-dotierten und einem negativ (n)-dotierten Bereich. Die p-Dotierung

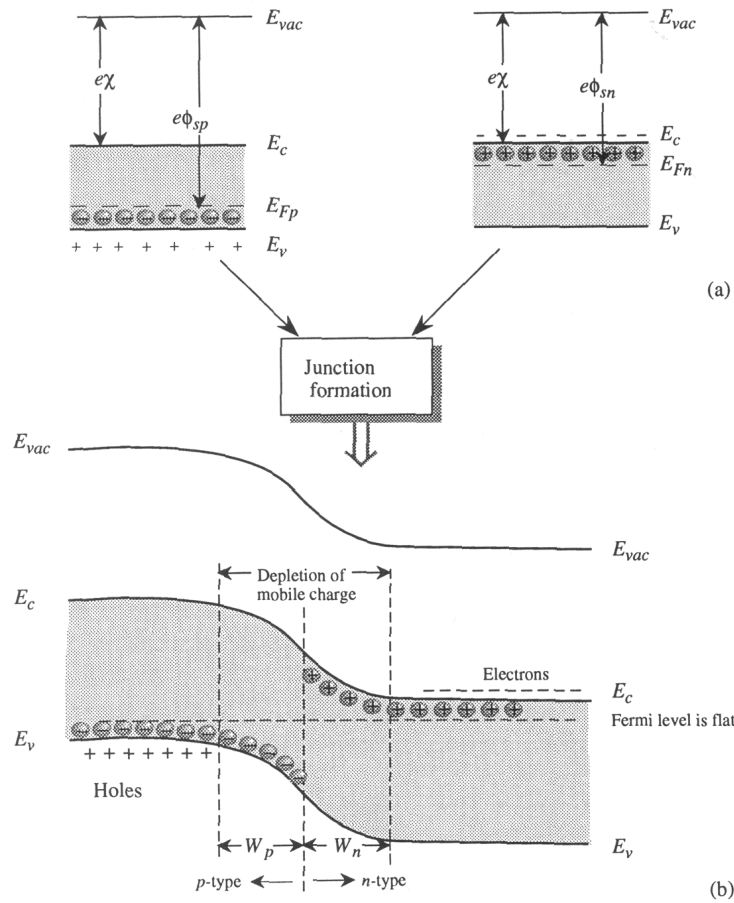


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines p-n-Übergangs mit der Verarmungszone [53].

wird in den GaN Laserdioden durch das Element Silizium erreicht. Das Gruppe IV-Element Silizium wird während des Wachstums als Donator, d. h. es kann ein Elektron abgeben, in das Kristallgitter eingebaut. Die n-Dotierung wird durch den Akzeptor, d. h. es kann ein Elektron aufnehmen, Magnesium (Gruppe II) erreicht. Das Magnesium wird dabei auf dem Gitterplatz des Gallium-Atoms eingebaut. Ohne äußeres Feld sind beide Bereiche im Gleichgewicht, es fließt kein Strom und das Fermi-Niveau ist im gesamten System gleich. Bringt man nun die beiden verschieden dotierten Halbleiterschichten in Verbindung, so bildet sich eine Verarmungszone wie sie in Abbildung 3.1b) gezeigt ist. In der Verarmungszone rekombinieren die mobilen Ladungsträger und lassen negativ geladene Akzeptoren im p-Gebiet und positiv geladene Donatoren im n-Gebiet zurück. Diese Verarmungszone kann sich nur über eine Strecke $W = W_p + W_n$ ausbilden, bis der durch das interne Feld V_{bi} entstehende Driftstrom im Gleichgewicht zum Diffusionsstrom steht. Die Breite dieser Verarmungszone ist gegeben durch:

$$W(V_{bi}) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}. \quad (3.1)$$

Hierbei ist $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$ die Permittivitätskonstante, ε_s die materialabhängige statische Dielektrizitätskonstante und N_D die Donatordichte bzw. N_A die Akzeptordichte.

Wird nun an diesen p-n-Übergang eine äußere Spannung V angelegt, so ist die gesamte Potentialdifferenz V_{tot} gegeben durch

$$V_{tot} = V_{bi} - V. \quad (3.2)$$

Durch eine zusätzliche Spannung bleibt der Zusammenhang aus Gleichung 3.1 bestehen, allerdings ersetzt hier die gesamte Potentialdifferenz V_{tot} das interne Feld. Es stellt sich also ein neues Gleichgewicht aus Drift- und Diffusionsstrom ein. Das Vorzeichen der äußeren Spannung ist dabei so gewählt, dass V positiv für die Vorwärtsrichtung und negativ für die Sperrrichtung ist. Die Verarmungszone verkleinert sich daher mit steigender Spannung V und wächst bei Spannung in Sperrrichtung.

Der Diffusionsstrom J_{Diff} (oder Rekombinationsstrom) der Elektronen bei einer äußeren Spannung V ist dabei gegeben durch die Höhe der Potentialbarriere zwischen p- und n-Halbleiter:

$$J_{Diff}(V) = J_{Diff}(0) e^{\frac{qV}{k_B T}}. \quad (3.3)$$

Der Boltzmannfaktor $k_B = 1,38066 \cdot 10^{-23} \text{J/K}$ bestimmt dabei, wieviele Elektronen bei der Temperatur T genügend Energie besitzen, die Potentialbarriere zu überwinden. Bei einer Spannung in Sperrrichtung wird der Diffusionsstrom verkleinert, in Durchlassrichtung wird er vergrößert.

Der Driftstrom J_{Drift} (oder Generationsstrom) wird bei geringer Strominjektion durch thermisch erzeugte Elektronen bestimmt, die nicht von der äußeren Spannung beeinflusst werden, da sie ohnehin vom p-Halbleiter zum n-Halbleiter fließen. Hier gilt also:

$$J_{Drift}(V) = J_{Drift}(0). \quad (3.4)$$

Der Löcherstrom verhält sich genauso wie der bisher behandelte Elektronenstrom. Eine Barrierenerhöhung oder -erniedrigung für Elektronen hat auch die gleiche Barrierenänderung für Löcher zur Folge. Bei einer idealen Diode geht man davon aus, dass in der Verarmungszone der Löcherstrom und der Elektronenstrom nicht rekombinieren. Hier sind der Löcherstrom und der Elektronenstrom additiv, wodurch sich ein Gesamtstrom I ergibt:

$$I(V) = I_S \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right). \quad (3.5)$$

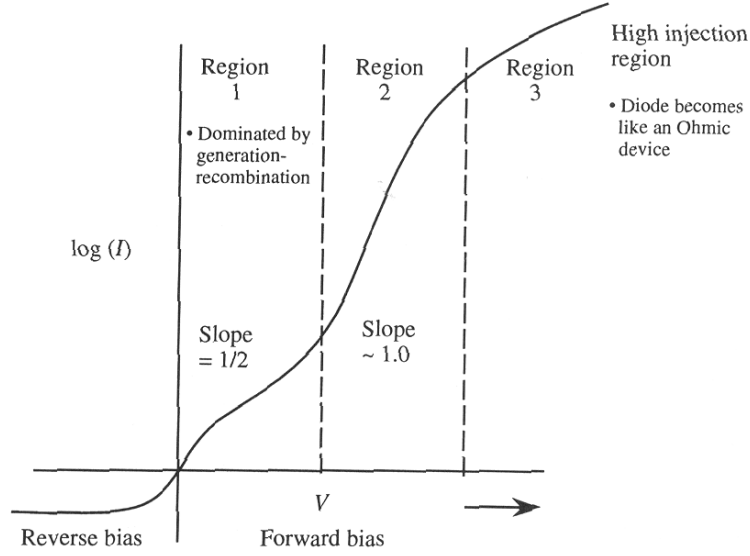


Abbildung 3.2: Strom–Spannungs–Kennlinie einer realen Diode [53].

Diese Gleichung ist die Shockley-Gleichung für ideale Halbleiterdioden. Der Strom steigt in Durchlassrichtung exponentiell an, während er in Sperrrichtung gegen

$$I_S = q \left(\frac{D_h p_{no}}{L_h} + \frac{D_e n_{po}}{L_e} \right) \quad (3.6)$$

geht [51]. Hierbei ist L_e die Diffusionslänge der Elektronen, die gegeben ist durch $L_e = \sqrt{D_e \tau_e}$ mit einer Diffusionskonstanten D_e und der Elektronenrekombinationszeit τ_e (analog für Löcher, dargestellt mit Index h). Die Parameter n_{po} bzw. p_{po} geben die Minoritätsladungsträgerdichten im jeweiligen Gebiet wieder.

In einer realen Diode kann es aber zu einer Rekombination der Elektronen und Löcher an tiefen Störstellen und Defekten kommen. Diese Störstellen können sowohl von Unreinheiten während des Wachstums als auch von Kristallfehlern durch die Dotierung kommen. Diesen Rekombinationsstrom kann man unter Annahme der Rekombinationszeit τ schreiben als

$$I_R(V) = I_{GR}^0 e^{\frac{qV}{2k_B T}}, [53] \quad (3.7)$$

und für den gesamten Generations-Rekombinationsstrom

$$I_R(V) = I_{GR}^0 \left(e^{\frac{qV}{2k_B T}} - 1 \right). \quad (3.8)$$

Für das gesamte Bauteil ergibt sich dann für die Strom-Spannungs–Kennlinie:

$$I(V) = I_S \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) + I_{GR}^0 \left(e^{\frac{qV}{2k_B T}} - 1 \right), \quad (3.9)$$

oder

$$I(V) \cong I_0 \left(e^{\frac{qV}{m k_B T}} - 1 \right) \quad (3.10)$$

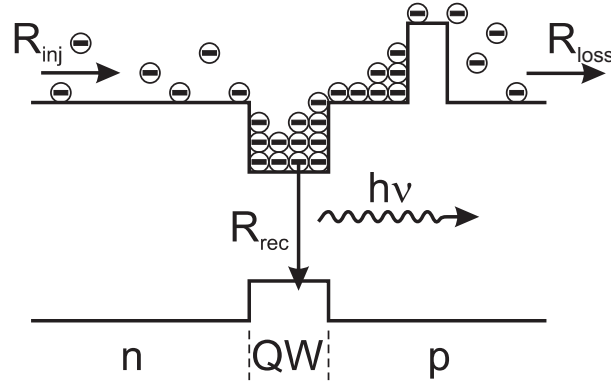


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung einer Laserdiode mit einem Quantenwell. Eingezeichnet sind die Quell- und Verlustraten der Elektronen.

mit einem Idealitätsfaktor m . Für ideale Dioden ist dieser Faktor 1, für rein defektdominierte p-n-Halbleiterdioden nähert sich dieser Wert 2 an. In Abbildung 3.2 sieht man die halblogarithmische Auftragung der Strom-Spannungs-Kennlinie einer realen Diode. Für unterschiedliche Spannungen dominiert jeweils ein anderer Teil der Gleichung 3.9 und führt daher zu unterschiedlichen Idealitätsfaktoren. Für die hier betrachteten GaN-Laserdioden kann auch ein Wert größer als 2 bestimmt werden, da bei diesen Rechnungen nicht auf zusätzliche Barrieren wie z. B. durch den Metallkontakt auf der p- bzw. n-Seite eingegangen wurde.

3.1.2 Ratengleichungen für Elektronen und Photonen

In diesem Kapitel möchte ich einen Zusammenhang zwischen den messbaren Größen und den internen physikalischen Vorgängen herstellen. Dazu betrachte ich die Ratengleichungen für Elektronen und Photonen. In Abbildung 3.3 sind die Quellen und Verlustmechanismen für Elektronen eingezeichnet. Elektronen werden mit der Rate R_{inj} injiziert. Davon wird aber nur ein Teil tatsächlich im Quantentrog gefangen, der Rest kann die Elektronenbarriere überwinden. Diese Rate R_{loss} beschreibt die Ladungsträger, die durch Leckströme, Parallelschlüsse und andere Mechanismen nicht mehr zum Laserprozess beitragen und für die Photonenerzeugung verloren sind. Im Quantentrog kann man also für die Änderung der Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone schreiben:

$$\frac{dN}{dt} = R_{inj} - R_{loss} - R_{rec}. \quad (3.11)$$

Die Verlustrate R_{loss} wird in die injizierte Ladungsträgerrate R_{inj} mit einbezogen, indem man die interne Quanteneffizienz η_i einführt. Die interne Quanteneffizienz η_i beschreibt den Prozentsatz der Ladungsträger, der nicht durch Verlustmechanismen verschwindet. Die Rekombinationsrate R_{rec} kann man aufteilen in die verschiedenen Rekombinationsmechanismen. Die Ladungsträgerrekombination kann dabei durch

nichtstrahlende Rekombination R_{nr} , spontane Lichterzeugung R_{sp} und stimulierte Emission R_{stim} stattfinden. Insgesamt ergibt sich somit für die Änderung der Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone:

$$\frac{dN}{dt} = \eta_i R_{inj} - R_{nr} - R_{sp} - R_{stim}. \quad (3.12)$$

Die injizierte Ladungsträgerdichte R_{inj} ist gegeben durch die pro Zeit und Volumen eingespeisten Elektronen. Die injizierten Elektronen pro Zeit sind gegeben durch den Strom I geteilt durch die Elementarladung $q = 1,602189 \cdot 10^{-19}$ C. Bei einem Volumen V der aktiven Zone ergibt sich damit für die injizierte Ladungsträgerdichte:

$$R_{inj} = \frac{I}{qV}. \quad (3.13)$$

Für die Rekombination unter spontaner Emission eines Photons ist die Anwesenheit eines Elektrons und eines Lochs nötig. Somit ist die Rekombinationsrate vom Produkt der Ladungsträgerdichte der Elektronen mit der Ladungsträgerdichte der Löcher abhängig. Der Quantenwell ist nicht dotiert und aus der damit verbundenen Ladungsneutralität folgt, dass die Ladungsträgerdichte der Elektronen und die Ladungsträgerdichte der Löcher gleich sein muss. Für die Rekombinationsrate unter spontaner Emission eines Photons folgt somit eine Proportionalität zu N^2 :

$$R_{sp} = B N^2. \quad (3.14)$$

Der Parameter B ist der bimolekulare Rekombinationskoeffizient; er hat bei den meisten III–V–Halbleitern einen Wert von $B \approx 10^{-10}$ cm³/s [10].

In Halbleitersystemen gibt es zwei größere nichtstrahlende Rekombinationsprozesse. Der erste Mechanismus ist die Rekombination an Punktdefekten. Diese Rate ist proportional zur Ladungsträgerdichte N . Der zweite Effekt ist die Auger-Rekombination, wobei die Energie der Photons in kinetische Energie eines Elektrons umgewandelt wird (Photoeffekt). Dieser Mechanismus erfordert die Anwesenheit von drei Elektronen und ist somit proportional zu N^3 :

$$R_{nr} = A N + C N^3. \quad (3.15)$$

Mit zunehmendem Energieübertrag vom Photon auf das Elektron wird der Auger-Prozess immer unwahrscheinlicher [54]. Bei der großen Bandlücke von InGaN/GaN-Quantentrögen liegt der Auger-Parameter in der Größenordnung $C \approx 10^{-34}$ cm⁶/s [48]. Der Auger-Prozess wird daher in dieser Arbeit vernachlässigt.

Unterhalb der Laserschwelle kann man die Rekombinationsrate unter stimulierter Emission vernachlässigen. Sobald man in diesem Modus der spontanen Emission die Ladungsträgerinjektion abschaltet, erhält man folgendes Abklingen der Ladungsträgerdichte:

$$\frac{dN}{dt} = -A N - B N^2. \quad (3.16)$$

Um diesen Zusammenhang zu vereinfachen, nimmt man einen exponentiellen Abfall $\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{N}{\tau_{sp}}$ mit einer spontanen Lebensdauer τ_{sp} an:

$$\tau_{sp} = (A + B N)^{-1}. \quad (3.17)$$

Im Laserbetrieb erhält man für die Photonendichte N_{ph} einen exponentiellen Zuwachs. Als Ableitung nach dem Weg z kann man diesen Zusammenhang schreiben als:

$$\frac{dN_{ph}}{dz} = g_m(N) N_{ph}. \quad (3.18)$$

Hier ist $g_m(N)$ die Material-Verstärkung in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte N . Diese Wachstumsrate in Ausbreitungsrichtung kann umgeschrieben werden in eine Wachstumsrate pro Zeit:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \frac{dN_{ph}}{dz} \frac{dz}{dt} = g_m(N) N_{ph} v_{gr} \quad (3.19)$$

mit einer Gruppengeschwindigkeit von v_{gr} der Photonen in der aktiven Zone. Der Erzeugung eines Photons liegt aber die Rekombination eines Elektrons mit einem Loch zugrunde. Man kann daher die Rekombinationsrate durch stimulierte Emission eines Photons schreiben als:

$$R_{stim} = N_{ph} g_m(N) v_{gr}. \quad (3.20)$$

Insgesamt erhält man nun für die Ratengleichung der Elektronen:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{q V} - \frac{N}{\tau_{sp}} - N_{ph} g_m(N) v_{gr}. \quad (3.21)$$

Üblicherweise nimmt man für die materielle Verstärkung einen linearen Zusammenhang an:

$$g_m(N) = a_d (N - N_{tr}) \quad (3.22)$$

Hier ist a_d der Koeffizient der differentiellen Verstärkung dg_m/dN und N_{tr} die Transparenzladungsträgerdichte, d. h. die Ladungsträgerdichte, bei der die optische Verstärkung die Verluste im Material gerade kompensiert und das Material somit transparent ist.

Beim Vergleich der Teilchendichten von Photonen und Ladungsträgern muss in Betracht gezogen werden, dass die Photonen durch den Wellenleiter begrenzt werden, und damit ein wesentlich größeres Volumen als die Ladungsträger in der aktiven Zone einnehmen. Dieses Verhältnis der Volumina von aktiver Zone V_{az} und der Ausdehnung der optischen Mode V_{ph} wird durch den Confinement-Faktor beschrieben:

$$\Gamma = \frac{V_{az}}{V_{ph}} \quad (3.23)$$

Der Confinement-Faktor beschreibt den Überlapp von Ladungsträgern und Photonen. Da das Volumen der Photonen um $1/\Gamma$ größer ist als das Volumen der Ladungsträger, sind die Raten für die spontane und stimulierte Emission um den Faktor Γ kleiner:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \Gamma R_{stim} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}} \quad (3.24)$$

Der Faktor β_{sp} berücksichtigt, dass nur ein kleiner Teil der spontanen Emission in Richtung der Lasermode emittiert wird. Die Lebensdauer der Photonen im Resonator wird analog zu Gleichung 3.17 aus einem exponentiellen Abfall festgelegt. Betrachtet man nur die Verlustmechanismen ohne die Photonenerzeugung aus spontaner bzw. stimulierter Emission ($R_{stim} = R_{sp} = 0$), so ergibt sich:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = -\frac{N_{ph}}{\tau_{ph}} = \frac{dN_{ph}}{dz} \frac{dz}{dt} = -(\alpha_i + \alpha_m) N_{ph} v_{gr} \quad (3.25)$$

Die zwei Verlustmechanismen sind die Auskoppelverluste durch die Spiegel und die internen Verluste. Bei einem Fabry-Perot-Resonator kann man diese Auskoppelverluste einfach aus

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (3.26)$$

berechnen. Hier ist L die Resonatorlänge und R_1 bzw. R_2 die Reflektivitäten der beiden Spiegel. Der zweite Beitrag α_i steht für alle inneren Verluste, wie z. B. Absorption und Streuung im Resonator.

Die Laserschwelle wird erreicht, wenn die Verstärkung gerade die Verluste kompensiert, d. h.

$$\alpha_i + \alpha_m = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) = \Gamma g_{th}. \quad (3.27)$$

Aus den Gleichungen 3.20 und 3.24 erhält man nun die Ratengleichung für Photonen:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = v_{gr} \Gamma g(N) N_{ph} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}} \quad (3.28)$$

Die Gleichungen 3.21 und 3.28 sind durch die stimulierte Emission stark gekoppelt, da die stimulierte Emission ein Verlustmechanismus für Ladungsträger, aber eine Erzeugung von Photonen ist. Diese Ratengleichungen beschreiben sowohl das statische als auch das dynamische Verhalten von Laserdioden und LEDs.

3.1.3 Elektrische und optische Eigenschaften von Laserdioden

Für die weiteren Betrachtungen wird die spontane Emission in Richtung der Lasermode vernachlässigt ($\beta_{sp} = 0$), was eine gute Näherung ist, da das Modenvolumen im Vergleich zur aktiven Zone groß ist und daher der Beitrag spontan emittierter Photonen in Richtung der Lasermode sehr gering ist.

Sobald eine Laserdiode einen stabilen Zustand erreicht hat, ändern sich Photonendichte und Ladungsträgerdichte nicht mehr, d. h.

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \frac{dN}{dt} = 0. \quad (3.29)$$

Die Ratengleichungen lauten in diesem Fall

$$0 = v_{gr}\Gamma g(N)N_{ph} + \Gamma\beta_{sp}R_{sp} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}}, \quad (3.30)$$

$$0 = \frac{\eta_i I}{qV} - \frac{N}{\tau_{sp}} - N_{ph} g(N) v_{gr}. \quad (3.31)$$

Gleichung 3.30 lässt sich zu

$$N_{ph} \left(v_{gr}\Gamma g(N) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) = 0 \quad (3.32)$$

umformen und besitzt zwei Lösungen. Die eine Lösung

$$N_{ph} = 0 \quad (3.33)$$

beschreibt den Fall unterhalb der Laserschwelle, wo keine Photonen emittiert werden (da hier ja die spontane Emission vernachlässigt wird). Die andere Lösung

$$g(N) = (v_{gr}\Gamma\tau_{ph})^{-1} \quad (3.34)$$

steht für den Fall oberhalb der Laserschwelle. Man sieht, dass dann die Verstärkung $g(N)$ einen konstanten Wert annimmt. Aus Gleichung 3.27 folgt $g(N) = g_{th}$, was gleichzeitig mit Gleichung 3.22 bedeutet, dass auch die Ladungsträgerdichte einen konstanten Wert $N = N_{th}$ annehmen muss.

Die Photonendichte N_{ph} oberhalb der Laserschwelle folgt aus Gleichung 3.34 eingesetzt in Gleichung 3.31

$$N_{ph} = \Gamma \frac{\eta_i \tau_{ph}}{qd} j - \Gamma \frac{\tau_{ph}}{\tau_{sp}} N_{th}. \quad (3.35)$$

Man sieht, dass oberhalb der Laserschwelle die Photonendichte N_{ph} linear mit der Stromdichte j steigt. Die Stromdichte bei der Laserschwelle erhält man, indem man $N_{ph} = 0$ setzt:

$$j_{th} = \frac{qd}{\eta_i \tau_{sp}} N_{th} \quad (3.36)$$

Durch diesen Zusammenhang kann man Gleichung 3.35 folgendermaßen umschreiben:

$$N_{ph} = \frac{\eta_i}{qdv_{gr}g_{th}} (j - j_{th}). \quad (3.37)$$

Die Photonen sind dabei in einem Volumen, das um den Faktor $1/\Gamma$ größer ist, als die aktive Zone mit der Länge L , der Breite W und der Dicke d . Da jedes Photon eine Energie von $\hbar\omega$ hat, ist die optische Energie im Resonator

$$E_R = N_{ph} \hbar\omega \frac{LWd}{\Gamma}. \quad (3.38)$$

Nach Gleichung 3.25 ist die Rate der Photonen, die den Resonator durch den Spiegel verlassen

$$\frac{dN}{dt} = \alpha_m N_{ph} v_{gr}. \quad (3.39)$$

Damit ist die optische Leistung, die die Laserdiode ausstrahlt, gegeben durch die optische Energie E_R pro Zeit:

$$P = \alpha_m v_{gr} N_{ph} \hbar \omega \frac{LWd}{\Gamma}. \quad (3.40)$$

Ersetzt man hier nun die Photonendichte durch Gleichung 3.37 und die Stromdichten durch den Strom pro Fläche (LW), so erhält man

$$P = \eta_i \frac{\hbar \omega}{q} \frac{\alpha_m}{\Gamma g_{th}} (I - I_{th}). \quad (3.41)$$

Zusammen mit Gleichung 3.27 ergibt sich der Zusammenhang

$$P = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \frac{\hbar \omega}{q} (I - I_{th}) = \eta_d \frac{\hbar \omega}{q} (I - I_{th}) \quad (3.42)$$

mit der differentiellen Quanteneffizienz η_d , die definiert ist durch

$$\eta_d = \frac{q}{\hbar \omega} \frac{dP}{dI}. \quad (3.43)$$

3.2 Aufbau der OSRAM-Laserdioden

Im letzten Kapitel wurde die theoretische Funktionsweise von Laserdioden und LEDs beschrieben. In diesem Teil wird nun auf die Realisierung der Laserdioden und deren Besonderheiten eingegangen. Im ersten Teil dieses Kapitels beschreibe ich die grundlegende Struktur aller in dieser Arbeit verwendeten Laserdioden, im zweiten Teil gehe ich dann auf die unterschiedlichen Prozessierungen ein und beschreibe deren Vor- und Nachteile.

3.2.1 Struktur der Laserdioden

In Abbildung 3.4 ist die Schichtstruktur der OSRAM-Laserdioden dargestellt. Die Dickenverhältnisse der einzelnen Schichten entsprechen in etwa der Realität. Die aktive Zone ist deutlich kleiner als die restlichen Schichten, darum ist diese nochmals vergrößert gezeichnet. In der aktiven Zone sind drei Quantentröge, bestehend aus InGa_N gezeichnet. Die meisten der hier verwendeten Laserdioden haben drei Quantentröge, allerdings werden auch Laserdioden mit nur zwei Quantentrögen gezeigt. Der Anteil von Indium in diesen Quantentrögen legt die Emissionswellenlänge

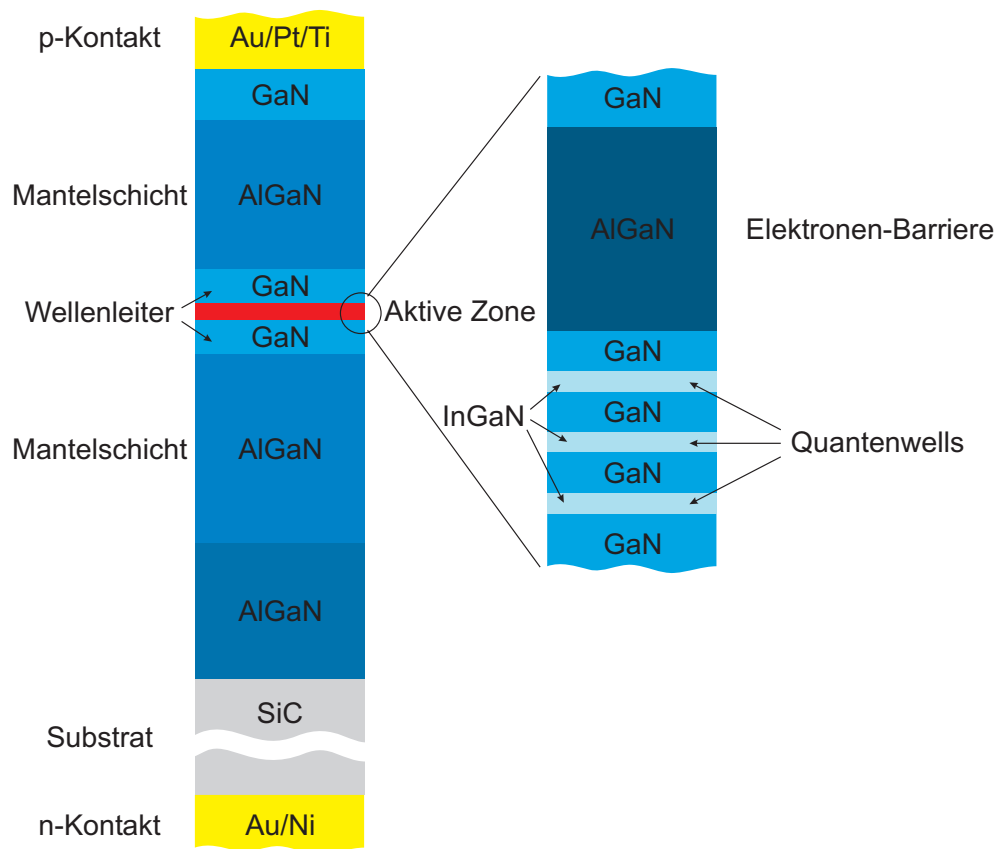


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Schichtstruktur von blauen OSRAM-Laserdioden. Auf der linken Seite wird die komplette Diodenstruktur dargestellt, die aktive Zone ist auf der rechten Seite vergrößert gezeichnet.

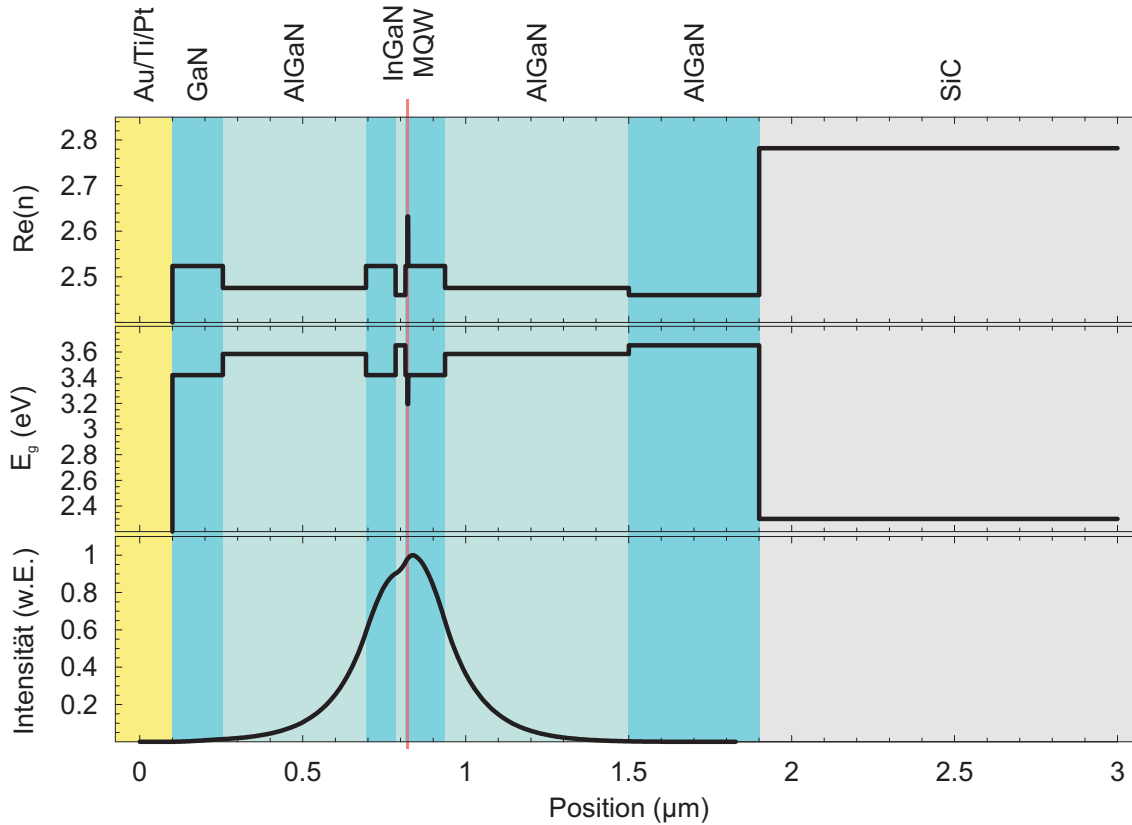


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der theoretisch berechneten Bandlücken und optischen Eigenschaften von blauen OSRAM-Laserdioden. Die oberste Darstellung zeigt den Realteil des Brechungsindex entlang der Schichtstruktur, darunter ist die Größe der jeweiligen Bandlücke der aktuellen Schicht gezeichnet. Die unterste Darstellung zeigt die normierte Intensität der optischen Moden entlang der Schichtstruktur.

der Laserdiode fest, allerdings sind nur In-Anteile bis etwa 30% realisierbar, da wie bereits bei den Materialeigenschaften beschrieben ein höherer Indium-Anteil zu einer Clusterbildung führt und eine klar definierte Quantenwell-Struktur nicht mehr realisierbar ist. Üblicherweise wird ein Indium-Gehalt von maximal 10% verwendet. Als Puffer zwischen den Quantentrögen wird GaN verwendet. In Richtung des p-Kontakts ist eine Elektronenbarriere bestehend aus AlGaIn aufgewachsen. Da in GaN-Systemen die Elektronenbeweglichkeit sehr hoch ist, ist diese Barriere nötig, um die Quantentröge effektiv zu füllen. Eine Barriere für Löcher ist nicht notwendig, da Löcher eine große effektive Masse haben und die Quantentröge effektiv mit Löchern gefüllt werden. Abbildung 3.5 zeigt die Bandlücke und den Brechungsindex der Laserdiode. Man sieht hier im Bereich der aktiven Zone die niedrige Bandlücke der InGaIn-Quantentröge und die erhöhte Bandlücke der AlGaIn-Elektronenbarriere. Um die aktive Zone ist ein Wellenleiter zur Führung der optischen Mode angebracht. Der eigentliche Wellenleiter ist eine GaN-Schicht. Die Mantelschicht besteht aus Al-

GaN, die wie in Abbildung 3.5 gezeigt, einen geringeren Brechungsindex besitzt und somit eine Wellenführung ermöglicht. Wie im letzten Kapitel beschrieben, ist die Ausdehnung der optischen Mode deutlich größer, als die nur wenige 10 nm große aktive Zone.

Die p-Seite wird durch Zugabe von Magnesium dotiert. Durch diese Dotierung wird allerdings auch die Absorption im blauen Spektralbereich erhöht, was eine hohe Dotierung nicht möglich macht. Erschwerend kommt noch hinzu, dass die Magnesiumdotierung durch den beim Wachstum anwesenden Wasserstoff passiviert wird. Es werden Mg–H–Komplexe gebildet, wobei hier Magnesium nicht länger als Akzeptor wirkt und diese Komplexe als zusätzliche nichtstrahlende Zentren wirken [59, 37]. Die n-Dotierung wird durch Zugabe von Silizium realisiert, was deutlich weniger Probleme als die p-Dotierung bereitet.

Auf der p-Seite ist nach der AlGaN-Mantelschicht zusätzlich noch eine GaN-Schicht aufgewachsen. Durch diese Schicht kann man einen Kontakt zu dem darüberliegenden Metallkontakt aus Gold/Titan/Platin herstellen, der ohmschen Charakter hat. Unter der Mantelschicht auf der n-Seite ist eine AlGaN-Pufferschicht aufgewachsen, die die Mantelschicht vom Substrat trennen soll, um ein Übersprechen der optischen Mode auf das Substrat SiC zu verhindern, welches einen vergleichsweise hohen Brechungsindex besitzt. Auf das Problem der parasitären Wellenleitermoden gehe ich in einem späteren Kapitel noch genauer ein. Zusätzlich erlaubt es dieser AlGaN-Puffer, dass das darüberliegende AlGaN bzw. GaN spannungsreduziert und daher mit weniger Defekten aufwächst. In Abbildung 3.4 ist das Substrat nur angedeutet, da bei einer maßstabsgetreuen Zeichnung selbst bei einem auf wenige 100 μm abgedünnten Substrat die nur etwa 2 μm große Struktur der Laserdiode kaum zu erkennen ist. Wie ich bereits im Kapitel über die Materialien erwähnt habe, wird bei den OSRAM-Laserdioden ein vertikaler Strompfad benutzt, so dass der n-Kontakt direkt auf das stromleitende Stickstoff-dotierte SiC-Substrat gebracht werden kann. Als Metallkontakt wird eine Verbindung aus Gold und Nickel verwendet. In den Abbildungen 3.4 und 3.5 ist dieser Kontakt nur als eine Schicht eingezeichnet.

3.2.2 Unterschiedliche Prozessierung der Laserdioden

Die hier vorgestellte Schichtstruktur wird im Prinzip bei allen Laserdioden beibehalten. Allerdings werden die Eigenschaften nicht allein durch die Schichten festgelegt, sondern auch durch die Prozessierung nach dem Wachstum.

Abbildung 3.6 zeigt die beiden möglichen Prozessierungsarten der zuvor beschriebenen Schichtstruktur. Die linke Seite von Abbildung 3.6 zeigt den Oxidstreifenlaser. Hier wird eine SiO_2 -Schicht aufgebracht und der Strompfad durch offene Fenster in dieser SiO_2 -Maske definiert. Die Schichtstruktur wird nicht weiter geätzt oder

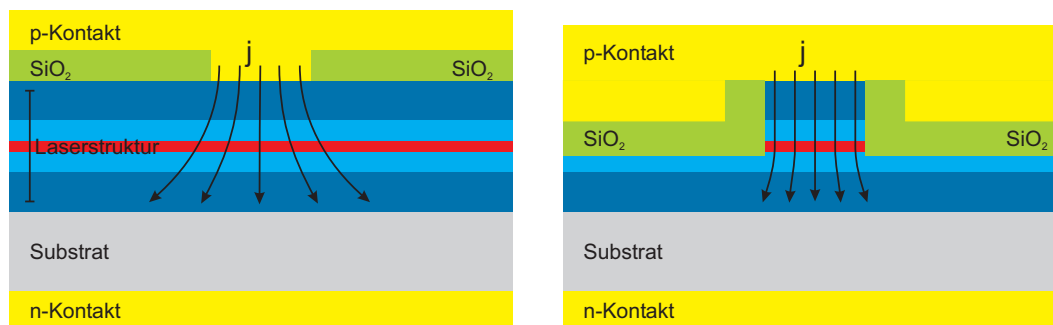


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Prozessierungen von blauen OSRAM-Laserdioden. Links ist der Oxidstreifenlaser abgebildet, rechts der Rippenlaser mit seiner tief geätzten Laserrippe

behandelt. Dadurch ist eine sehr schnelle Fertigung möglich. Allerdings wird der Stromfluss sehr stark in Richtung n-Kontakt aufgeweitet, was zu sehr hohen Schwellstromdichten führt. Insgesamt wählt man diese Form der Prozessierung, wenn man eine schnelle Rückmeldung über die Qualität der Epitaxie erhalten möchte.

Die zweite Möglichkeit der Prozessierung ist in Abbildung 3.6 rechts dargestellt. Bei dieser Art der Prozessierung wird die spätere Laserrippe bis zu einer gewissen Tiefe freigeätzt. Die Oberfläche ist bis auf den Metallkontakt durch eine SiO_2 -Schicht geschützt. Diese isolierende SiO_2 -Schicht verhindert auch Kurzschlüsse beim Aufbringen des Metallkontakts. Gleichzeitig fungiert sie durch den Sprung im Brechungsindex als lateraler Wellenleiter. Der Einfluss der Ätztiefe auf die optischen und elektrischen Eigenschaften der Laserdiode hat Markus Pindl in seiner Doktorarbeit untersucht [47]. Durch die zusätzlich notwendigen Maskierungs- und Ätzschritte ist diese Form der Prozessierung aufwändiger als bei Oxidstreifenlasern. Allerdings ist durch die genaue Definition des Strompfades die Schwellstromdichte deutlich reduziert. Bei kommerziell vertriebenen Laserdioden sind Rippenlaser (engl.: Ridge-Laser) der Normalfall, da sie bessere optische und elektrische Eigenschaften besitzen. Messungen von Holger Fischer zeigen aber, dass man von den Eigenschaften der Oxidstreifenlaser auf Eigenschaften der Rippenlaser aus dem gleichen Epitaxie-Lauf schließen kann [14].

Wie bereits im Kapitel über die Materialeigenschaften beschrieben, werden die Wafer mit den Laserdioden in einzelne Barren gebrochen, da SiC und GaN gemeinsame Spaltflächen besitzen. Abbildung 3.7 zeigt einen solchen Barren, man sieht deutlich die einzelnen Laserdioden, die einen gemeinsamen n-Kontakt auf der Rückseite haben. Jedoch besitzt jede Laserdiode einen eigenen p-Kontakt. Diese Barren können vor dem Vereinzeln der Laserdioden noch verspiegelt oder die Facetten mit einer Passivierung beschichtet werden. Die Verspiegelung geschieht dabei mit $\lambda/4$ -Schichten aus abwechselnd SiO_2 und TiO_2 . Die Reflektivität wird dabei durch ein Referenzma-

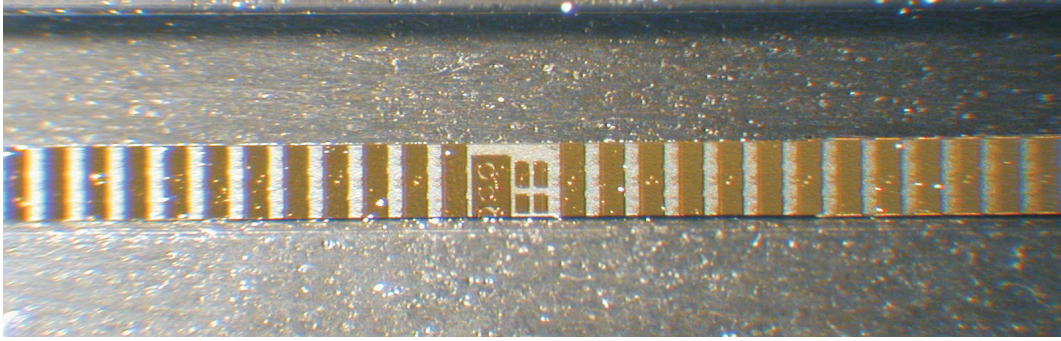


Abbildung 3.7: Foto eines Barrens mit Laserdioden. Die einzelnen Goldflächen stellen den Kontakt zu den p-dotierten Schichten her.

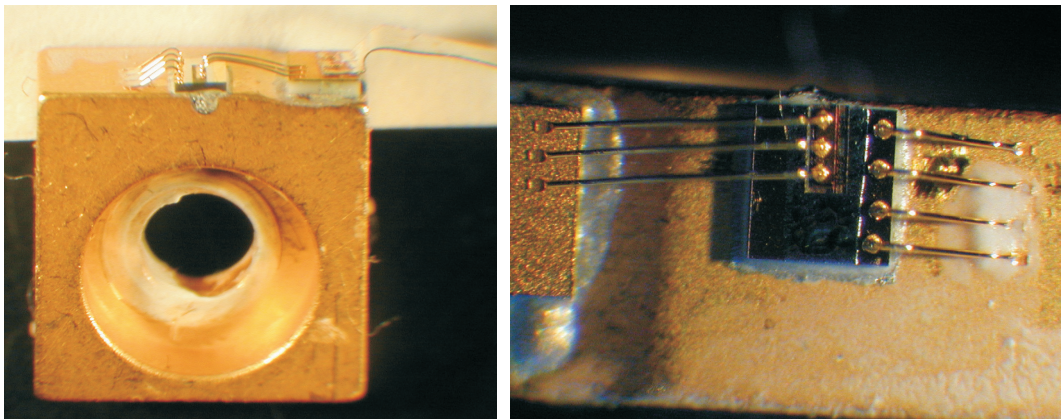


Abbildung 3.8: Foto einer vereinzelt Laserdiode, die auf einem C-Mount aufgelötet ist. Der Kontakt wird über gebondete Golddrähte hergestellt, die zu größeren Anschlüssen führen. Das rechte Bild zeigt die Sicht von oben auf die Diode.

terial bestimmt, das zusammen mit den Laserdioden beschichtet wird. Durch den bekannten Brechungsindex des Referenzmaterials kann man auf die Reflektivität der aufgetragenen Beschichtungen zurückrechnen. Bei bestimmten Dioden wurde anstatt der Spiegel eine $\lambda/2$ -Schicht aus SiO_2 als Passivierung aufgebracht.

3.2.3 Montierung der Laserdioden

Ich habe aufgebaute Dioden in zwei Bauformen erhalten. Die erste Montierung ist der sogenannte C-Mount. Abbildung 3.8 zeigt den C-Mount. Die Diode wird hier auf einen kleinen Block mit guter Wärmeleitung aufgebracht (engl. Heatspreader), der wiederum auf einen Kupferblock gelötet ist. Die Kontakte werden hier über gebondete Golddrähte an größere Anschlüsse geführt und können von dort an die restliche Messapparatur angeschlossen werden. Der Vorteil des C-Mounts ist die deutlich bessere Kühlung der Laserdiode, da die Laserdiode durch ein Lot mit Heatspreader und Kupferblock verbunden ist. Auch wird durch das Bonden bzw. Löten ein gleichblei-

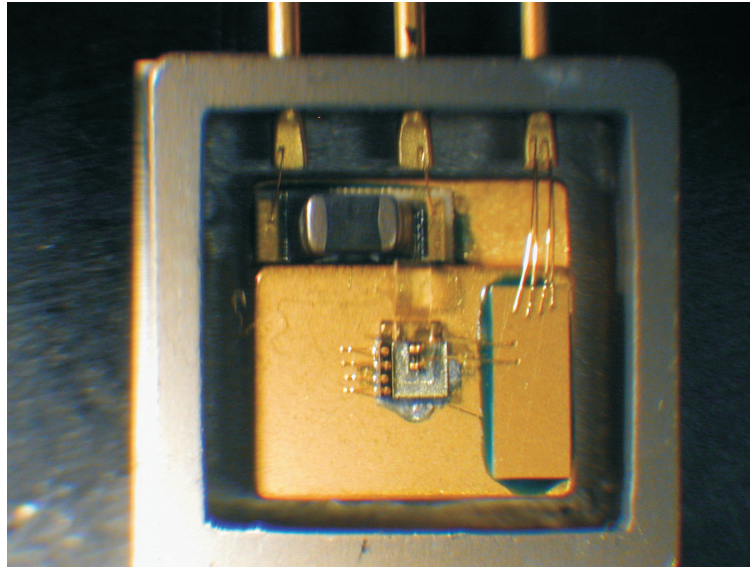


Abbildung 3.9: Foto einer vereinzelt Laserdiode, die in ein TO220 Gehäuse eingebaut wurde. Oberhalb der Diode ist die Optik und der Temperatursensor zu erkennen.

bend guter elektrischer Kontakt mit der Diode gewährleistet.

Die zweite Art der Montierung ist der Einbau der vereinzelt Laserdiode in ein TO220-Gehäuse. Diese Montierung entspricht am ehesten dem fertigen Produkt. Hier ist nicht nur die Laserdiode aufgelötet, es ist auch bereits die Optik vor der Diode angebracht, die den Strahl kollimiert und aus dem Gehäuse leitet. Wie in Abbildung 3.9 zu sehen ist, ist zusätzlich zu der Diode auch ein Temperatursensor im Gehäuse angebracht, um die Temperatur möglichst nah an der Diode zu messen. Üblicherweise werden anstelle des Temperatursensors auch Photodioden verbaut, die einen ausgekoppelten Teilstrahl des Laserlichts messen und so eine Regelung auf konstante Ausgangs-Lichtleistung ermöglichen. Alle Anschlüsse werden aus dem Gehäuse auf drei Anschlüsse geführt, die im üblichen Raster von 2,54 mm angeordnet sind.

Kapitel 4

Simulation der optischen Mode

In diesem Kapitel simuliere ich, ausgehend von den elektrischen und optischen Eigenschaften der einzelnen Schichten in der Laserdiode, die Form der optischen Mode im Laser. Dabei berechne ich aus der Entwicklung der Bandlücke in GaN die Bandlücken der ternären Verbindungen InGaN und AlGaIn. Um nun die Form der optischen Mode im Laserresonator zu berechnen, stelle ich hier die 1-dimensionale Transfermatrix-Methode vor. Diese liefert als Ergebnis den Ausbreitungsfaktor β , der den effektiven Brechungsindex und die effektive Dämpfung der gesamten Laserstruktur beinhaltet.

4.1 Bandlücke von GaN, InGaIn und AlGaIn

Ausgangspunkt aller Berechnungen zu Bandlücke und Brechungsindex ist die temperaturabhängige Bandlücke von GaN. Tisch et. al. haben die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex untersucht [58] und dabei folgenden Zusammenhang der Bandlücke mit der Temperatur festgestellt:

$$E_g^{GaIn}(T) = E_g^{GaIn}(T = 0) - \frac{2a_B^{GaIn}}{\exp\left(\frac{\theta_B^{GaIn}}{T}\right) - 1}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist T die Temperatur in Kelvin, a_B^{GaIn} die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante und θ_B^{GaIn} die durchschnittliche Phononentemperatur. Die Bandlücke E_g^{GaIn} bei der Temperatur $T = 0$ ist nach Tisch et. al. $E_g^{GaIn}(T = 0) = 3,503 \text{ eV}$ [58]. Die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante $a_B^{GaIn} = (112 \pm 6) \text{ meV}$, sowie die durchschnittliche Phononentemperatur $\theta_B^{GaIn} = 386 \pm 15 \text{ K}$, ergeben sich durch einen Fit an experimentell ermittelte Daten [58]. Ähnliche Werte werden auch in anderen Arbeiten ermittelt [34, 8].

Ausgehend von den experimentellen Daten von [3, 28, 57, 63] haben Bergmann et. al. folgende Beziehungen für die Bandlücke von AlGa_xN festgestellt [6]:

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = 3,42(1-x) + 2,65x + 3,94x(1-x). \quad (4.2)$$

Untersuchungen von [57, 42] führen zu folgendem Fit für die Bandlücke von InGa_xN:

$$E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = 3,45(1-x) + 6,13x + 1,3x(1-x). \quad (4.3)$$

Beide Näherungen sind nur für $0 \leq x \leq 0,4$ gültig. Wie ich bereits im Kapitel über die Materialeigenschaften beschrieben habe, ist ein Wachstum von InGa_xN mit hohen Indiumkonzentrationen bisher nicht möglich, daher reicht diese Näherung der Bandlücke über den angegebenen Bereich völlig aus.

Ausgehend von diesen Bandlücken kann man den Realteil des Brechungsindex des Materials AlGa_xN und InGa_xN in Abhängigkeit der Energie E durch folgende Näherung berechnen [41]:

$$n_{\text{AlGa}N}(E) = n_{\text{Ga}N}(E - [E_g(\text{AlGa}N) - E_g(\text{Ga}N)]). \quad (4.4)$$

Für InGa_xN gilt die entsprechende Gleichung, es wird also nur der Realteil des Brechungsindex von GaN verwendet und um die Differenz der Bandlücken der gewünschten ternären Verbindung zu GaN verschoben. Der Realteil des Brechungsindex von GaN kann durch folgende Gleichung angenähert werden[33]:

$$n_{\text{Ga}N}(E) = \sqrt{a \left(\frac{E}{E_g^{\text{Ga}N}} \right)^{-2} \left[2 - \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_g^{\text{Ga}N}} \right)} - \sqrt{1 - \left(\frac{E}{E_g^{\text{Ga}N}} \right)} \right] + b}. \quad (4.5)$$

In dieser Gleichung sind die Faktoren a und b Fitting-Parameter, mit der die Gleichung des Brechungsindex an experimentell ermittelte Werte angepasst werden kann. Laws et. al. wendet diese Formel auf die Ergebnisse verschiedener Gruppen an [33]. Ich werde in dieser Arbeit die Fitting-Parameter $a = 9.82661$ und $b = 2.73591$ für die experimentell ermittelten Werte von Brunner et. al. verwenden [8].

Abbildung 4.1 zeigt den Realteil des Brechungsindex von GaN. Ebenso sind die nach Gleichung 4.4 ermittelten Realteile der Brechungsindices für Al_xGa_{1-x}N und In_xGa_{1-x}N eingezeichnet. Die Mischungsverhältnisse der ternären Verbindungen wurden in dieser Darstellung zu $x = 0,05$, $x = 0,10$ und $x = 0,15$ gewählt. Man sieht, dass die Näherung nach Gleichung 4.5 von Laws et. al. für Indiumkonzentrationen größer 0,10 im Bereich ab 3,0 eV keine vernünftigen Werte mehr erzielt. Da in den Laserdioden aber Indium nur in den Quantentrögen vorkommt und diese durch ihre geringen Ausmaße nur wenig zum effektiven Gesamt-Brechungsindex beitragen, ist eine genauere Näherung des Brechungsindex nicht nötig. Genauere Betrachtungen des Brechungsindex von GaN findet man in [26], allerdings sind diese Berechnungen

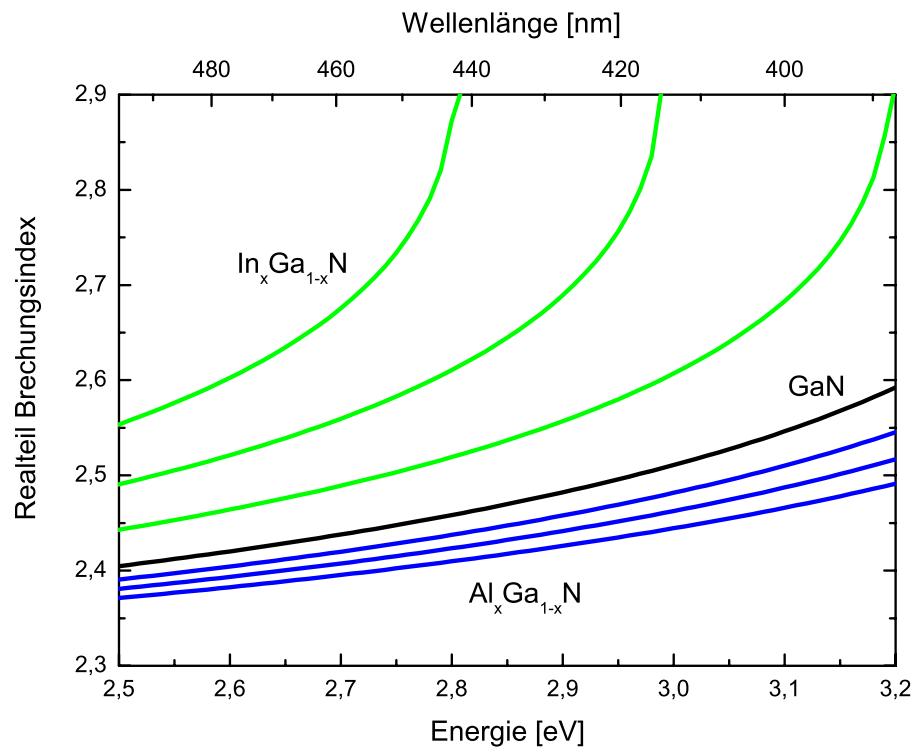


Abbildung 4.1: Realteil des Brechungsindex für GaN, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ und $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Die Mischungsverhältnisse für die ternären Verbindungen wurde jeweils zu $x = 0,05$, $x = 0,10$ und $x = 0,15$ gewählt.

Oszillatorstärke A_i	Oszillator Wellenlänge λ_{0i} (nm)
1,481	181,7
4,142	159,7

Tabelle 4.1: Parameter der Sellmeier–Gleichung 4.6 nach [35]

derart aufwendig, dass der Einsatz dieser Gleichung in dieser Simulation keinen Sinn macht.

Ebenso wird der Brechungsindex für das Substrat SiC benötigt. Hier findet sich eine Näherung von Logothetidis und Petalas in [35], die den Brechungsindex durch eine Sellmeier–Gleichung beschreiben:

$$n_{SiC}^*(\lambda) = \varepsilon_h + \sum_i \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{0i}^2}. \quad (4.6)$$

Bei dieser Näherung wird eine bestimmte Anzahl i von Oszillatoren angenommen (üblicherweise ein oder zwei), die bei höheren Energien liegen und einen Beitrag zum Brechungsindex liefern. Der Faktor A_i bezeichnet hierbei die Oszillatorstärken und λ_{0i} die Wellenlängenposition der einzelnen Oszillatoren. Der Beitrag ε_h liefert den Untergrund des Brechungsindex. Es gilt hierbei für die dielektrische Konstante $\varepsilon_{DC} = \varepsilon_h + \sum_i A_i$.

In Tabelle 4.1 sieht man die Zusammenstellung aller Parameter für die Sellmeier–Gleichung 4.6, zusätzlich wird hier die dielektrische Konstante $\varepsilon_{DC} = 6,623$ und der Beitrag $\varepsilon_h = 1$ verwendet. Zusätzlich zeigt sich im Experiment noch eine Dämpfung im Substrat. Diese Dämpfung kann in diesem Spektralbereich durch eine exponentielle Kurve angefitet werden. Dieser Fit wird zum Realteil des Brechungsindex addiert. Dadurch ergibt sich folgende phänomenologisch ermittelte Gleichung für den Brechungsindex:

$$n_{SiC}(E) = n_{sic}^*(E) + i 2,0987 \cdot 10^{-16} \cdot \exp\left(\frac{E}{0,12159 \text{ eV}}\right). \quad (4.7)$$

Abbildung 4.2 zeigt sowohl Real- als auch Imaginärteil des Brechungsindex von SiC. Die exponentielle Näherung stimmt im untersuchten Energiebereich von 2,8 eV bis 3,1 eV mit den von anderen Gruppen ermittelten Werten überein [62].

Die Metallisierung am n- und p-Kontakt wird durch eine einfache Goldschicht angenähert. Hier macht es keinen Sinn, die komplette Metallisierung mit Platin und Titan-Schichten zu berechnen, da in dieser Simulation nur die optische Mode bestimmt werden soll und keine elektrischen Berechnungen durchgeführt werden. Als Brechungsindex für Gold wird der Wert

$$n_{Au} = 1,696 - i 1,958 \quad (4.8)$$

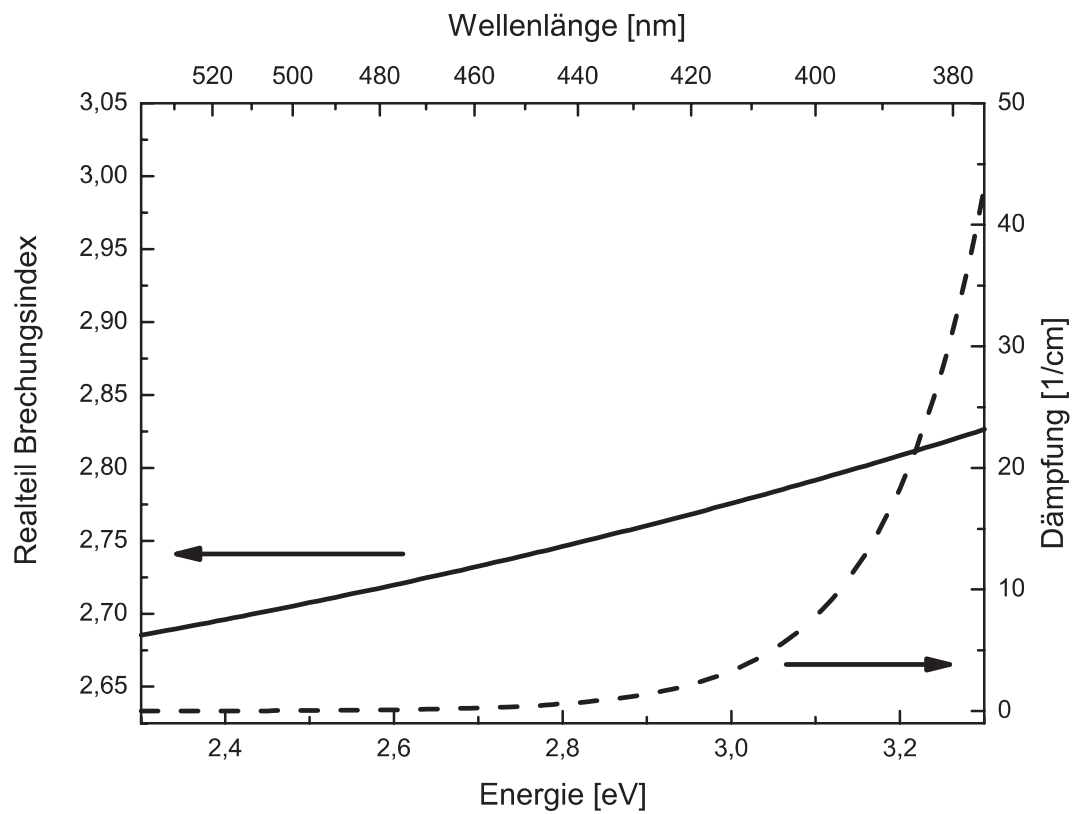


Abbildung 4.2: Real- und Imaginärteil des Brechungsindex für SiC, berechnet aus der Sellmeier-Gleichung 4.6.

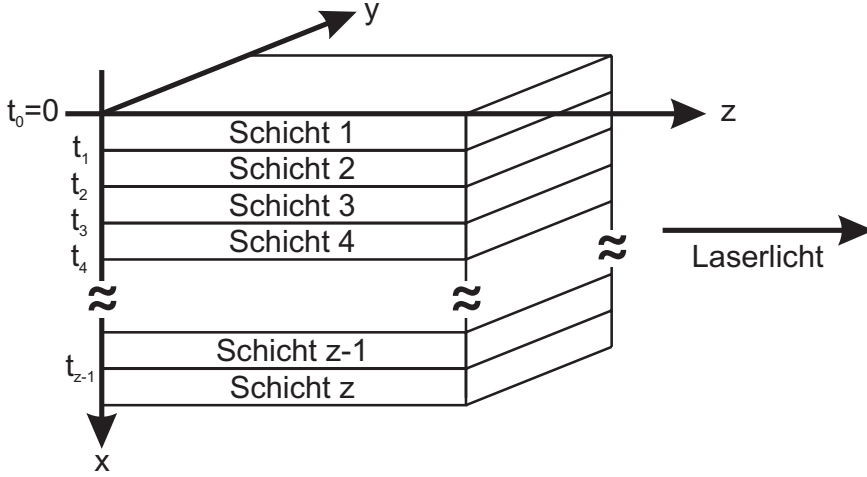


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau der Laserdioden als einzelne Schichten.

unabhängig von der Energie angenommen [46].

Zusätzlich zu den hier ermittelten Formeln für die Brechungsindizes werden später noch Beiträge für weitere Verluste durch Dotierstoffe oder reduzierte Verluste durch Verstärkung im Laser eingeführt.

4.2 Transfermatrix-Methode

Ich wende die Transfermatrix-Methode auf eine Abfolge von z verschiedenen Schichten an, wobei aber nur die $+x$ -Richtung berücksichtigt wird. Abbildung 4.3 zeigt das Modell der Schichten, mit dem ich die optische Mode berechnen werde. Es wird dabei angenommen, dass das Laserlicht die Diode in $+z$ -Richtung verlässt und transversal-elektrisch polarisiert ist. Den Nullpunkt der x -Achse setze ich auf den p-Metall-Kontakt. Die einzelnen Schichten verlaufen entlang der $+x$ -Achse und starten, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, am Punkt t_{i-1} und enden am Punkt t_i . Die Dicke der Schichten ist dann $d_i = t_i - t_{i-1}$.

Ich betrachte die Schichten als planare Wellenleiter und suche Funktionen für die elektrischen Felder, die die Maxwell-Gleichungen lösen. Für sinusförmige, zeitabhängige elektrische Felder mit transversal-elektrischer Polarisierung, d. h. das Feld schwingt in y -Richtung, mit Ausbreitung in $+z$ -Richtung haben die Lösungen für die Schicht j die Form:

$$\tilde{E}_y(x, z, t) = E_{y,j}(x)e^{i(\omega t - \beta z)}. \quad (4.9)$$

Hier ist $E_{y,j}(x)$ die Amplitude in der j -ten Schichten und löst die Gleichung:

$$\frac{\partial^2 E_{y,j}(x)}{\partial x^2} - (\beta^2 - k_0^2 n_j^2) E_{y,j}(x) = 0. \quad (4.10)$$

Jede Schicht j hat dabei einen eigenen komplexen Brechungsindex n_j . Der Imaginärteil des Brechungsindex legt hier fest, ob Verstärkung (wenn Imaginärteil größer Null) oder Absorption (Imaginärteil kleiner Null) stattfindet. Der Parameter ω ist die Frequenz, $k_0 = 2\pi/\lambda$ ist die Wellenzahl im Vakuum. Der Parameter $\beta = \beta_{re} + i\beta_{im}$ ist der komplexe Ausbreitungsfaktor. Aus diesem komplexen Ausbreitungsfaktor lässt sich der effektive Brechungsindex und die effektive Dämpfung der Mode bestimmen:

$$n_{eff} = \frac{\beta_{re}}{k_0} \quad (4.11)$$

$$\alpha = 2\beta_{im} \quad (4.12)$$

Die allgemeine Lösung der Gleichung 4.10 lautet:

$$E_{y,j}(x) = A_j e^{\gamma_j(x-t_{j-1})} + B_j e^{-\gamma_j(x-t_{j-1})}, \quad (4.13)$$

wobei die Parameter A_j und B_j noch aus den Randbedingungen bestimmt werden müssen. Die Variable $\gamma_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_j^2}$ wurde zur Vereinfachung der Gleichungen eingeführt.

Die Randbedingungen für die TE-Moden sind, dass das elektrische Feld und dessen Ableitung an allen Übergängen an den verschiedenen Schichten stetig sein muss. Diese Bedingungen lassen sich wie folgt mathematisch darstellen:

$$A_j e^{\gamma_j d_j} + B_j e^{-\gamma_j d_j} = A_{j+1} + B_{j+1} \quad (4.14)$$

$$A_j \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}} e^{\gamma_j d_j} - B_j \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}} e^{-\gamma_j d_j} = A_{j+1} - B_{j+1} \quad (4.15)$$

Diese rekursiven Bedingungen lassen sich in eine Matrix-Schreibweise umformulieren:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{j+1} = \underbrace{\begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}}\right) \frac{e^{\gamma_j d_j}}{2} & \left(1 - \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}}\right) \frac{e^{-\gamma_j d_j}}{2} \\ \left(1 - \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}}\right) \frac{e^{\gamma_j d_j}}{2} & \left(1 + \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}}\right) \frac{e^{-\gamma_j d_j}}{2} \end{bmatrix}}_{T_j} \times \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_j. \quad (4.16)$$

Durch diese rekursiven Bedingungen sind die erste und die letzte Schicht verknüpft:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_z = T_{z-1} T_{z-2} \cdots T_3 T_2 T_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1 = T_{tot} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1. \quad (4.17)$$

Für geführte Moden muss aber die Bedingung $E_y(x \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0$ gelten, damit die Energie nicht divergiert. Betrachtet man Gleichung 4.13, so bedeutet das, dass sowohl $B_1 = 0$ als auch $A_z = 0$ sein muss. Dadurch lässt sich Gleichung 4.17 folgendermaßen vereinfachen:

$$\begin{bmatrix} 0 \\ B_z \end{bmatrix} = T_{tot} \begin{bmatrix} A_1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (4.18)$$

Gleichung 4.18 hat nur noch Variablen, die sich auf den komplexen Ausbreitungsfaktor β zurückführen lassen. Der Rest ist durch das Design oder das verwendete Material festgelegt. Aus Gleichung 4.18 folgt auch, dass als einzige Bedingung

$$t_{11}(\beta) = 0 \quad (4.19)$$

übrig bleibt. Aufgabe ist es also, durch ein geeignetes numerisches Verfahren die Nullstellen der komplexen Funktion t_{11} zu finden.

4.3 Optische Mode im Laserresonator

Ausgehend vom vorhergehenden Abschnitt möchte ich nun die Transfermatrix-Methode auf den Schichtaufbau von OSRAM-Laserdioden anwenden. Der von mir verwendete Aufbau ist in Tabelle 4.2 dargestellt. Er spiegelt nicht den genauen Aufbau der OSRAM-Laserdioden wieder, sondern enthält nur Schichtdaten, die für die optische Mode relevant sind.

Die Brechungsindices der einzelnen Schichten werden nach den in den vorherigen Kapiteln angegebenen Formeln berechnet. Zusätzlich wird noch eine Dämpfung eingeführt, die durch die Dotierung mit Magnesium entsteht. Der Einbau von Magnesium als p-Dotierung erzeugt zusätzliche nichtstrahlende Rekombinationszentren [18]. In Tabelle 4.2 sind diese zusätzlichen Dämpfungsterme angegeben, die zum errechneten Imaginärteil des Brechungsindex addiert werden. Der Wert dieser internen Verluste α_i wurde im Laufe dieser Arbeit bestimmt und wird im Kapitel über Hakki-Paoli-Messungen vorgestellt. Der Realteil des Brechungsindex dieser Schichtstruktur ist in Abbildung 4.4 für die ersten 6 μm dargestellt.

Wie im letzten Abschnitt erläutert, ist das Ziel der Berechnung, die Nullstellen der komplexen Funktion t_{11} zu finden. Allerdings liefert nicht nur die optische Mode im Laserresonator eine Lösung, sondern auch viele Moden, die komplett im Substrat geführt werden. Eine erste Abschätzung für n_{eff} kann man mit Hilfe von Abbildung 4.4 treffen, denn der effektive Brechungsindex muss zwischen dem Brechungsindex von Wellenleiter und Mantelschicht liegen. Abbildung 4.5a) zeigt die Funktion $t_{11}^{-1}(n_{eff}, \alpha)$, wobei n_{eff} und α nach den Formeln 4.11 und 4.12 berechnet wurden. Man sieht, dass die Funktion $t_{11}(n_{eff}, \alpha)$ trotz der ersten Einschränkung von n_{eff} mehrere Nullstellen besitzt.

Nicht jede dieser Nullstellen liefert ein physikalisch sinnvolles Ergebnis. Nur eine Lösung beschreibt die physikalisch richtige Lösung, der Rest ist zwar mathematisch richtig, zeigt aber eine Modenführung im Substrat, die in der Realität nicht verstärkt wird. Abbildung 4.6 zeigt das Resultat einer solchen falschen Lösung.

Man sieht, dass fast die komplette Mode im Substrat verläuft. Ausgehend von

Material	Dicke [nm]	Dämpfung / Verstärkung
Au	100	
GaN:Mg	150	-0,00038
Al _{0,09} Ga _{0,91} N:Mg	450	-0,00038
GaN:Mg	100	-0,00038
Al _{0,13} Ga _{0,87} N:Mg	30	-0,00038
GaN	6	
In _{0,05} Ga _{0,95} N	2,5	+0,008
GaN	6	
In _{0,05} Ga _{0,95} N	2,5	+0,008
GaN	6	
In _{0,05} Ga _{0,95} N	2,5	+0,008
GaN:Si	100	
Al _{0,09} Ga _{0,91} N:Si	550	
Al _{0,13} Ga _{0,87} N:Si	400	
SiC:N	50000	
Au	100	

Tabelle 4.2: Schematischer Aufbau einer OSRAM-Laserdiode. Bei den p-dotierten Schichten wird eine zusätzliche Dämpfung durch nichtstrahlende Rekombination an Mg-H-Komplexen angenommen. In den Quantentrögen wird zusätzlich eine Verstärkung eingestellt.

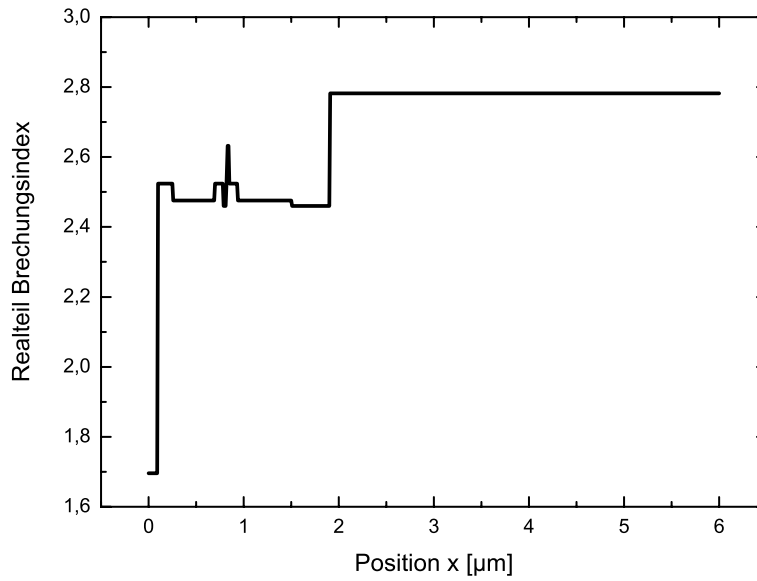


Abbildung 4.4: Verlauf des Realteils des Brechungsindex der OSRAM-Laserdioden.

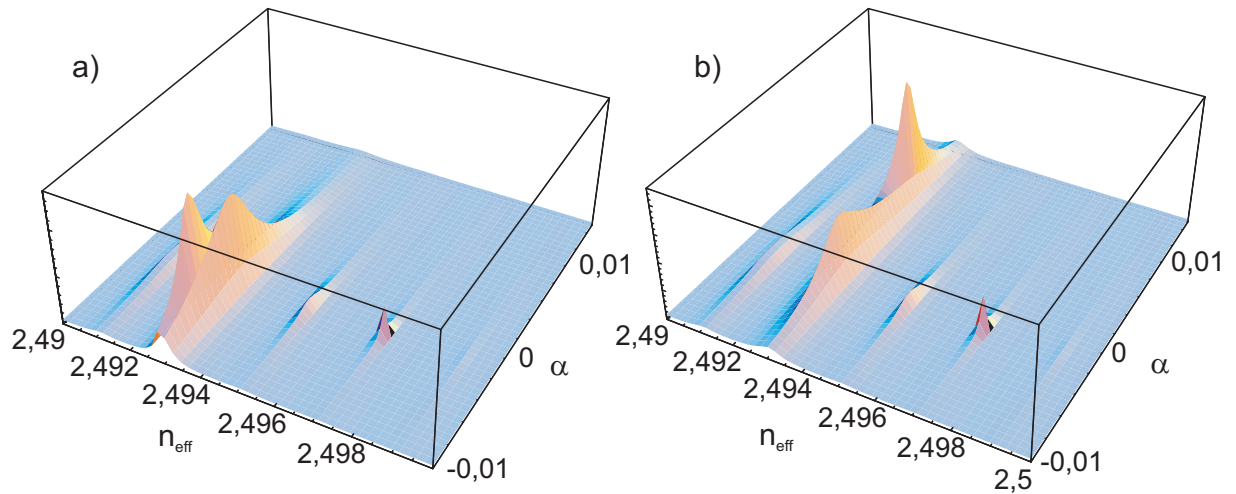


Abbildung 4.5: Verlauf der Funktion t_{11}^{-1} in Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex n_{eff} und der effektiven Dämpfung α . Abbildung a) zeigt die Funktion t_{11}^{-1} ohne Verstärkung, b) zeigt die Funktion t_{11}^{-1} mit Verstärkung in den InGaN-Quantentrögen.

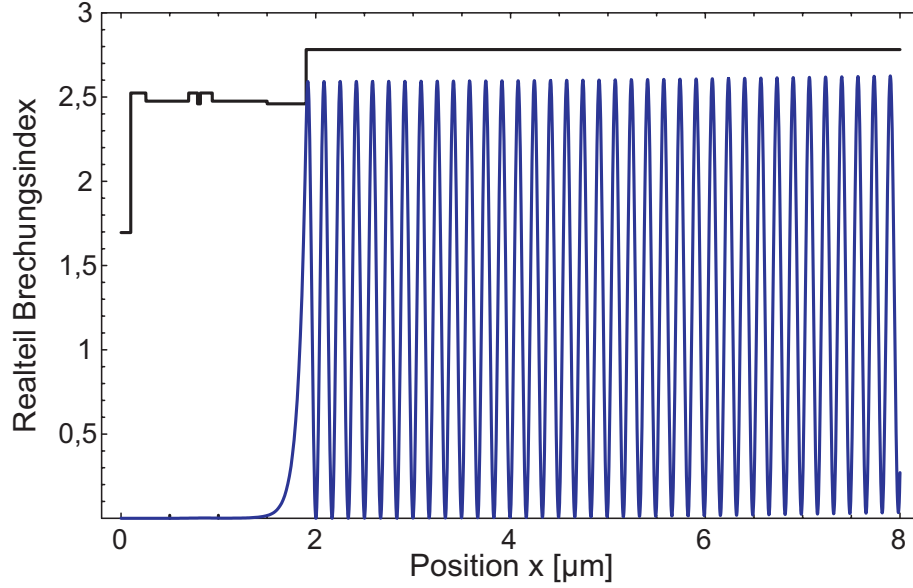


Abbildung 4.6: Die blaue Kurve beschreibt den Verlauf der optischen Mode für eine falsche Lösung der Gleichung 4.19 in willkürlich gewählten Einheiten. Schwarz eingezeichnet ist der Verlauf des Realteils des Brechungsindex der Laserstruktur.

der Transfermatrix-Methode ist diese Lösung korrekt, da das Substrat als guter Wellenleiter dient. In der Realität aber erfährt die Mode im Substrat nur Dämpfung und wird nie verstärkt. Um nun aus der Vielzahl von Lösungen die Richtige bestimmen zu können, berechne ich die komplette Struktur nochmals. Allerdings weise ich dieses Mal den InGaN-Quantentrögen eine Verstärkung zu, wie es bei einem stromdurchflossenen Laser der Fall wäre. Verläuft nun die Mode im Substrat, macht es keinen Unterschied, ob die Quantentröge verstärken oder nicht. Handelt es sich jedoch um die physikalisch richtige Lösung, so ändert sich die Lösung der Gleichung 4.19 deutlich. Abbildung 4.5b zeigt die Funktion $t_{11}^{-1}(n_{eff}, \alpha)$ für die OSRAM-Laserdiodenstruktur aus Tabelle 4.2, allerdings mit Verstärkung in den InGaN-Quantentrögen. Man sieht im Vergleich zu Abbildung 4.5a, dass sich eine Lösung verändert hat, während die anderen Nullstellen unverändert an ihren alten Positionen verblieben sind. Nimmt man nun diese ermittelte Nullstelle und berechnet aus dem so erhaltenen komplexen Ausbreitungsfaktor β nach Gleichung 4.13 die Amplituden des elektrischen Feldes in den einzelnen Schichten. Abbildung 4.7 zeigt die zur Nullstelle von t_{11} gehörige optische Mode. Zusätzlich ist die optische Mode auch noch vergrößert eingezeichnet. Man sieht hier eine stehende Welle im Substrat. Auf diese parasitäre Wellenleitermode möchte ich aber erst in einem späteren Kapitel eingehen.

Mit dieser Simulation können nun verschiedene Laserstrukturen berechnet und, ausgehend von den Ergebnissen, optimiert werden, ohne dass jedes Mal eine neue Laserstruktur gewachsen werden muss. Ich werde in einem späteren Kapitel die Er-

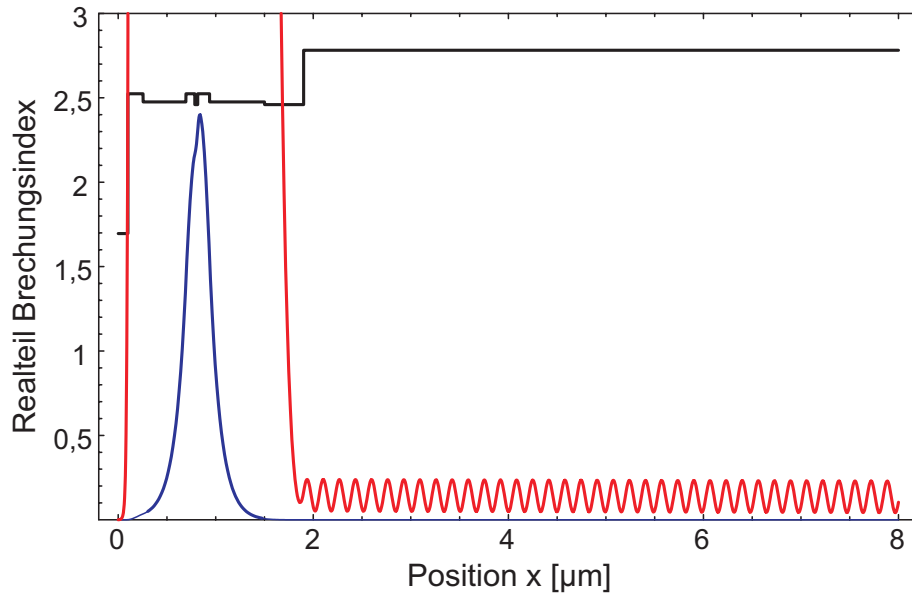


Abbildung 4.7: Die blaue Kurve beschreibt den Verlauf der optischen Mode für eine Lösung der Gleichung 4.19 unter Verwendung der Daten aus Tabelle 4.2 in willkürlich gewählten Einheiten bei einer Wellenlänge von 408 nm. Die rote Kurve stellt eine Vergrößerung der Amplituden um den Faktor 1000 dar. Schwarz eingezeichnet ist der Verlauf des Realteils des Brechungsindex der Laserstruktur.

gebnisse dieser Simulation mit Messungen an Laserdioden vergleichen und auf die Genauigkeit der Transfermatrix-Methode eingehen.

Kapitel 5

Übersicht Alterungsursachen

In diesem Kapitel stelle ich kurz die verschiedenen Alterungsmechanismen vor, die ich im Laufe dieser Arbeit untersucht habe. Ich werde in dieser Arbeit nicht jede Alterungsursache im Detail vorstellen, sondern nur eine Auswahl der wichtigsten präsentieren. Dieses Kapitel dient dazu, diese Alterungsursachen einzuordnen und das Zusammenspiel der verschiedenen Alterungsursachen darzustellen.

5.1 Charakterisierung der Alterung

Ein Maß für den Fortschritt der Alterung ist, wie sich die elektrische Verlustleistung während des Betriebs bei konstanter optischer Ausgangsleistung verändert. In Abbildung 5.1 ist der typische Verlauf der aufgenommenen elektrischen Leistung einer Laserdiode, die bei konstanter optischer Ausgangsleistung betrieben wird, dargestellt. Man kann diese Kurve in verschiedene Abschnitte unterteilen.

Zu Beginn eines jeden Alterungsexperiments sieht man eine sehr schnelle Anfangsalterung, diese ist in Abbildung 5.1 grün eingezeichnet. Diese Anfangsalterung wird in dieser Arbeit nicht untersucht. Bei der quantitativen Auswertung der Alterungsexperimente werden die Laserdioden zuerst eine bestimmte Zeit lang gealtert, bis diese Anfangsalterung aufhört und ein linearer Anstieg der elektrischen Verlustleistung zu beobachten ist.

Dieser zweite Abschnitt des Alterungsexperiments ist in Abbildung 5.1 in Blau eingezeichnet. Es konnte bisher kein Zusammenhang zwischen der Anfangsalterung und der Höhe der Alterungsrate im linearen Abschnitt festgestellt werden. Der lineare Anstieg kann durch plötzlich auftretende Leckströme oder Barrierenerhöhungen unterbrochen werden. Meist bleibt die Alterungsrate aber konstant, bis eine kritische elektrische Verlustleistung erreicht wird.

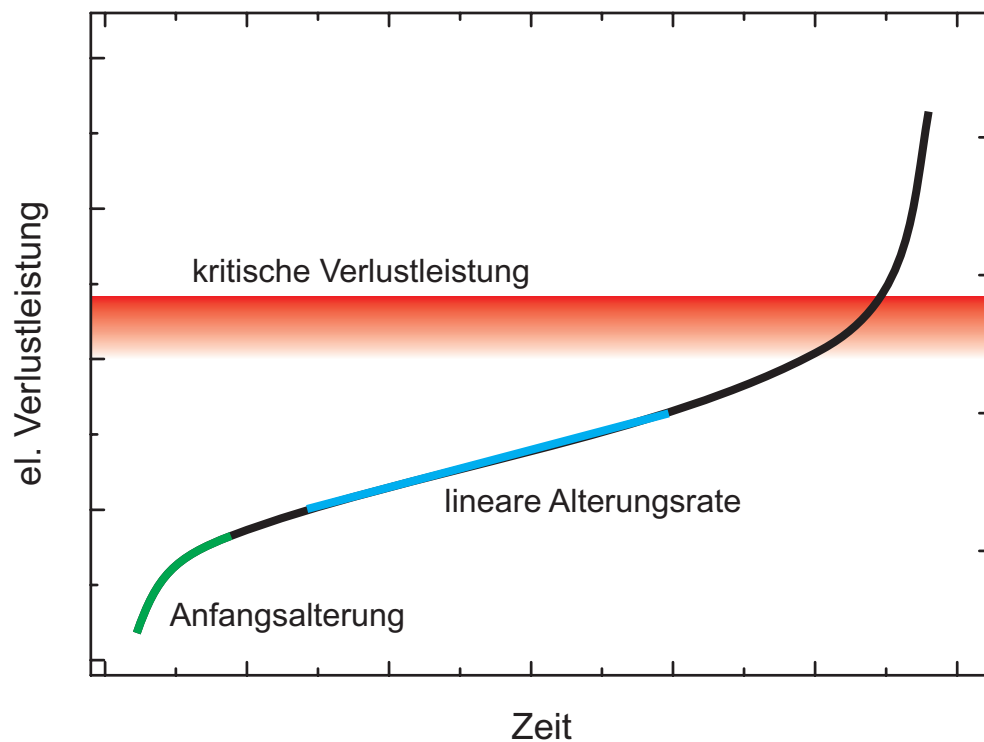


Abbildung 5.1: Typischer Verlauf der aufgenommenen elektrischen Leistung einer Laserdiode, die bei konstanter optischer Ausgangsleistung betrieben wird. Farblich hervorgehoben sind die schnelle Anfangsalterung (grün), der lineare Anstieg der elektrischen Verlustleistung (blau) und die kritische elektrische Verlustleistung (rot), die zu einer beschleunigten Alterung führt.

5.2 Elektrische Verlustleistung

Generell entscheidet die Höhe der elektrischen Verlustleistung über das Ende der Lebensdauer der Laserdioden. Die Laserdioden werden durch die elektrische Verlustleistung aufgeheizt. Kann die Wärme nicht in ausreichender Weise abgeführt werden, so wird die Laserdiode zerstört. Bei montierten Laserdioden auf SiC-Substrat wird diese Grenze bei etwa 4 W erreicht. Durch die schlechtere Wärmeleitfähigkeit von GaN- oder Saphir-Substraten ist die kritische Verlustleistung bei diesen Substraten sogar noch niedriger. Ab dieser kritischen Verlustleistung kann man eine sehr schnelle Alterung beobachten, die zur Zerstörung der Laserdiode führt.

Es ist daher sinnvoll, die Strom-Spannungs-Kennlinien während der Alterung zu verfolgen. Man sieht, dass sich zusätzliche Barrieren bilden können, die sich während der Messung als Anstieg der Spannung bei gleichem Strom bemerkbar machen. Eine systematische Untersuchung der Barrierenerhöhung während der Alterung wurde nicht durchgeführt. Es wird jedoch vermutet, dass die Barrierenerhöhung mit einer Elektromigration von Magnesium innerhalb der p-dotierten Schichten in Zusammenhang steht. Ebenso sieht man während der Alterung, dass sich Nebenschlüsse bilden können. Diese Nebenschlüsse sind vor allem entlang von Liniendefekten ausgebildet. Diese Liniendefekte müssen nicht unbedingt in der Nähe der Laserrippe sein, es ist ausreichend, wenn sie unter dem großflächigen Gold-Kontakt liegen. Wird die Laserdiode mit dem p-Kontakt auf einer Hitzesenke montiert, so kann es auch vorkommen, dass sich diese Nebenschlüsse entlang von nicht passivierten Seitenflächen ausbilden.

Sowohl eine Barrierenerhöhung als auch das Auftreten von Nebenschlüssen erhöhen die elektrische Leistungsaufnahme, die nötig ist, um eine bestimmte optische Ausgangsleistung zu erhalten. Dadurch wird die kritische elektrische Verlustleistung schneller erreicht und die Lebensdauer sinkt. Durch verbesserte Startbedingungen, wie niedrige Laserschwelle oder geringer Spannungsabfall, lässt sich die Lebensdauer weiter erhöhen.

Bei den Materialeigenschaften spielt auch die Defektdichte eine Rolle für die Lebensdauer der Laserdioden. Abbildung 5.2 zeigt die Abhängigkeit der Leistungsaufnahme der Laserdioden und die zugehörigen Lebensdauern für verschiedene Hersteller. Ebenfalls durch Pfeile eingezeichnet ist, wie stark sich die Reduzierung der Defektdichte auf die Lebensdauern ausgewirkt hat. Man sieht sehr deutlich, dass unter 1 W elektrischer Leistungsaufnahme durch die Reduzierung der Defektdichte eine Verbesserung der Lebensdauer um ein bis zwei Größenordnungen erzielt wird. Die in dieser Arbeit verwendeten Laserdioden benötigen eine elektrische Leistung über 1 W, so dass sich defektreduzierende Maßnahmen hier kaum auswirken.

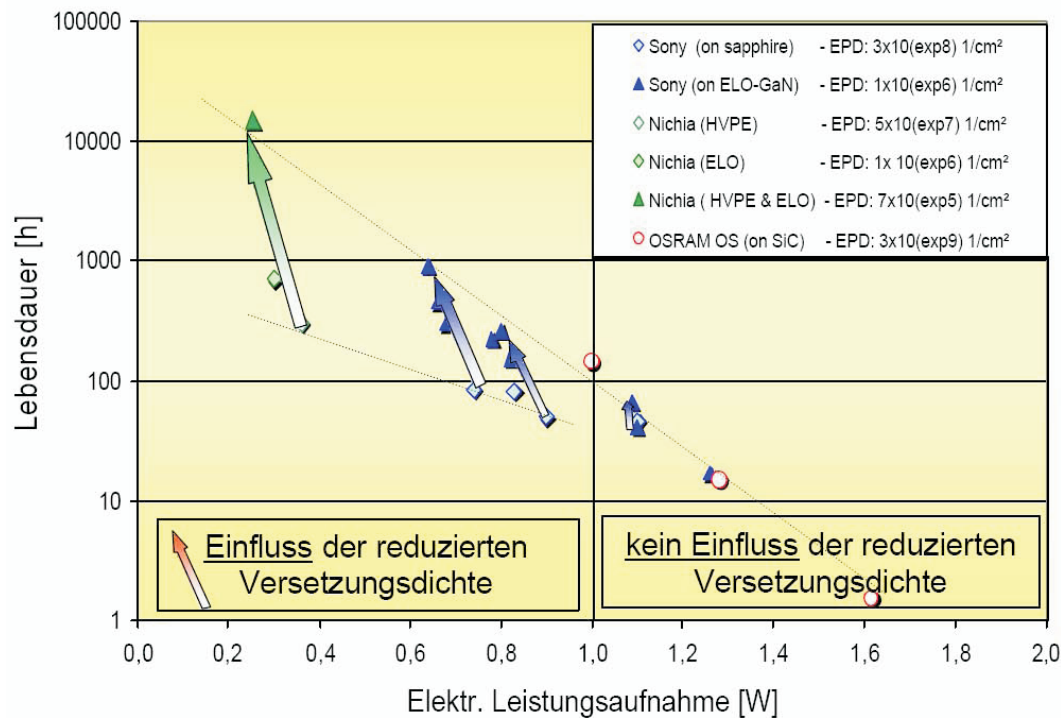


Abbildung 5.2: Einfluss der Leistungsaufnahme auf die Lebensdauer der Laserdioden verschiedener Hersteller, sowie der Einfluss defektreduzierender Maßnahmen [50].

5.3 Alterungsrate

Es hilft zwar, die anfängliche elektrische Verlustleistung der Laserdioden zu senken, jedoch lassen sich so die Lebensdauern nur um den Faktor 2-5 erhöhen. Einen deutlich stärkeren Einfluss auf die maximal erreichbare Lebensdauer hat die Alterungsrate im Bereich des linearen Anstiegs der elektrischen Verlustleistung. Diese Alterungsrate wurde im Laufe dieser Arbeit intensiv untersucht und versucht diese zu optimieren. Um die Lebensdauer zu erhöhen, ist es wichtig die einzelnen Faktoren zu kennen, die die Alterungsrate beeinflussen.

Ein wichtiger Faktor, der die Alterungsrate der Laserdioden bestimmt, ist das Design der aktiven Zone. Vor allem die Anzahl der verwendeten Quantentröge hat einen starken Einfluss auf die Alterungsrate. Hier zeigten Laserdioden mit nur zwei Quantentrögen eine sehr schnelle Alterung, während Laserdioden mit fünf Quantentrögen kaum altern. Bei vielen Quantentrögen fällt der Ausfall eines einzelnen Quantentrog nicht ins Gewicht, während bei nur zwei Quantentrögen der Ausfall des ersten eine deutliche Auswirkung auf die interne Quanteneffizienz hat. Die Ergebnisse passen in das Bild, dass Magnesium durch Elektromigration in die Quantentröge diffundiert und diese deaktiviert [44, 32]. Wir konnten dieses Verhalten durch weitere Messungen bestätigen, die zeigen, dass die differentielle Verstärkung während der Alterung

abnimmt.

Das Magnesium liegt ursprünglich in den p-dotierten Schichten der Laserdiode. Die Diffusion wurde auch durch Messungen nach der Hakki–Paoli–Methode weiter untersucht. Magnesium bildet nichtstrahlende Zentren in GaN aus, diese bestimmen die Höhe der internen Verluste. Messungen während Alterungsexperimenten haben gezeigt, dass die von Magnesium verursachten internen Verluste im p–Wellenleiter während der Alterung nicht zunehmen. Da aber die differentielle Verstärkung in den Quantentrögen abnimmt, liegt die Vermutung nahe, dass das Magnesium in die Quantentröge diffundiert ist. Dort bildet es sehr effiziente nichtstrahlende Rekombinationsmöglichkeiten für die Ladungsträger in der aktiven Zone. Dadurch wird auch die langsame Alterung von Laserdioden mit fünf Quantentrögen erklärt, denn hier fungiert der erste Quantentrog als „Getter–Schicht“. Da noch genügend weitere Quantentröge zur Verfügung stehen, wirkt sich der Verlust eines einzelnen Quantentrog nicht so stark aus, wie es bei Laserdioden mit nur zwei Quantentrögen der Fall ist.

Desweiteren wurde untersucht, ob sich während der Alterung Risse im Resonator ausbilden. Die einzelnen Schichten wachsen verspannt auf, so dass sich durch die zusätzliche Belastung durch hohe Temperaturgradienten während der Alterung Risse bilden können. Durch den Riss im Resonator entstehen zwei neue Resonatoren, die beide unterschiedliche Modenspektren liefern und diese dann als Überlagerung beobachtet werden können. Diese Risse können durch den Hakki–Paoli–Aufbau identifiziert werden, da wegen seiner hohen spektralen Auflösung diese Überlagerung der Modenspektren beobachtet werden kann. Bisher wurde aber noch in keinem Alterungsexperiment das Auftreten neuer Risse im Resonator beobachtet. Wenn Risse im Resonator vorhanden sind, dann entstehen diese schon beim Wachstum oder beim Brechen der Laserdioden.

Doch nicht nur der strukturelle Aufbau der Laserdioden hat einen Einfluss auf die Alterungsrate der Laserdiode. Auch die Beschaffenheit der Laserfacetten hat einen großen Einfluss auf die Lebensdauer der Laserdioden. Ich werde in dieser Arbeit verschieden behandelte Laserfacetten vorstellen und zeigen, dass eine Passivierung der Laserfacetten durch Spiegel oder durch optisch inaktive Schutzschichten die Lebensdauer der Laserdioden deutlich erhöht. In wasserdampfhaltigen Atmosphären kann man eine schnelle Alterung beobachten, die durch das Aufwachsen einer Oxid–Schicht auf der Facette verursacht wird. Im Gegensatz zu dieser permanenten Schädigung der Laserdioden kann man auch beim Betrieb in reiner Stickstoff–Atmosphäre das Aufwachsen einer stark absorbierenden Schicht beobachten, die aber durch Anwesenheit von Sauerstoff in der Atmosphäre wieder entfernt werden kann.

Betrachtet man die Laserstruktur, so hat natürlich deren Design eine entscheidende Auswirkung auf die Leistungsaufnahme der Laserdiode und damit auch auf ihre

Lebensdauer. Im Laufe des BMBF-Projekts wurden verschiedene Laserstrukturen systematisch untersucht und auf eine hohe Lebensdauer hin optimiert. Ich möchte aber in dieser Arbeit weniger auf das Design, sondern mehr auf die Änderungen der Laserstruktur eingehen, die während der Alterung passieren.

Kapitel 6

Verstärkungsmessung mit der Hakki–Paoli–Methode

In diesem Kapitel möchte ich eine Möglichkeit vorstellen, mit der man die Verstärkung und die internen Verluste im Laserresonator bestimmen und die experimentellen Ergebnisse dann mit denen der Simulation aus dem letzten Kapitel vergleichen kann. Die hier verwendete Technik wurde 1972 von Basil W. Hakki und Thomas L. Paoli vorgestellt, um optische Verstärkung und optische Verluste in Halbleiterlasern zu bestimmen. Im ersten Teil dieses Kapitels möchte ich die so gewonnenen Erkenntnisse über die internen Verluste mit den Ergebnissen der Simulation vergleichen. Im zweiten Teil dieses Kapitels werde ich auf weitere Defektmechanismen und auf Alterungsprozesse eingehen, die man ebenfalls mit der Hakki–Paoli–Methode untersuchen kann.

6.1 Hakki–Paoli–Methode

Basil W. Hakki und Thomas L. Paoli haben die Verstärkungsspektren von GaAs–Heterostruktur–Laserdioden untersucht. Sie haben dazu eine Methode eingeführt, mit der sie vom longitudinalen Modenspektrum auf die optische Verstärkung geschlossen haben. Dabei wird der Laserresonator wie ein Fabry–Perot–Interferometer behandelt, dessen Modenspektrum sich mit einer Airy–Funktion beschreiben lässt. Die Form der Airy–Funktion gibt Aufschluss darüber, welche Güte das Fabry–Perot–Interferometer besitzt. Ähnlich wird das Prinzip auf den Laserresonator angewandt, bei dem nicht nur Verluste auftreten können, sondern auch Verstärkung.

Im Resonator der Laserdiode bilden sich stehende Wellen aus und somit Oszillationen der Intensität als Funktion der Wellenlänge. Betrachtet man eine elektromagnetische Welle mit einer Anfangsfeldstärke E_0 , die den Resonator m –mal komplett

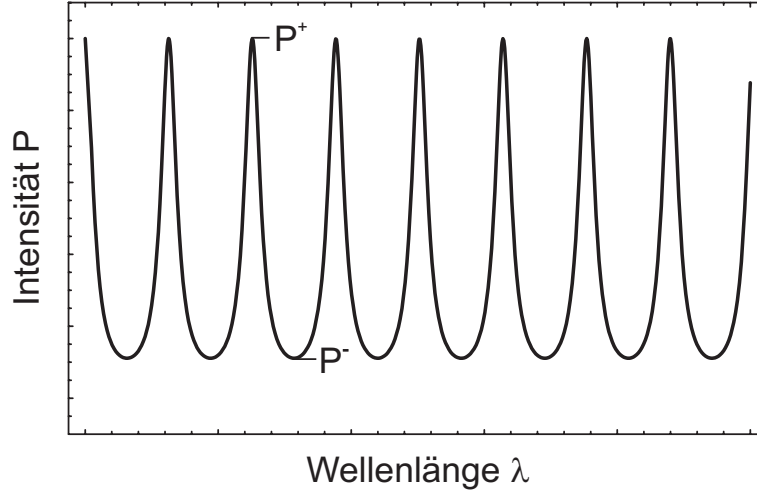


Abbildung 6.1: Berechnetes Modenspektrum einer Laserdiode.

durchläuft, so gilt:

$$E = E_0 \sum_{j=0}^m (R_1 R_2)^{\frac{j}{2}} e^{i2j\beta L + \phi}. \quad (6.1)$$

Bei dieser Gleichung sind R_1 und R_2 die Reflektivitäten der beiden Spiegel, L die Länge des Resonators, ϕ die Phase der elektromagnetischen Wellen und β der komplexe Ausbreitungsfaktor, der schon in Kapitel 4.2 eingeführt wurde. Ersetzt man nun den komplexen Ausbreitungsfaktor β gemäß der Gleichungen 4.11 und 4.12 und berechnet den Realteil der Gleichung 6.1 mit der Verstärkung $g = -\alpha$, so erhält man folgenden Zusammenhang:

$$E' = E_0 \sum_{j=0}^m (R_1 R_2)^{\frac{j}{2}} e^{jgL} \Re[e^{i\phi}]. \quad (6.2)$$

In Abbildung 6.1 ist ein Modenspektrum dargestellt. Ich möchte mich auf die Punkte mit konstruktiver und destruktiver Interferenz konzentrieren. Im Falle konstruktiver Interferenz, d. h. $\phi = n \cdot 2\pi, n \in \mathbb{N}$, folgt für das elektromagnetische Feld E^+

$$E^+ = E_0 \sum_{j=0}^{\infty} (R_1 R_2)^{\frac{j}{2}} e^{jgL}. \quad (6.3)$$

An der Laserschwelle gilt der Zusammenhang

$$(R_1 R_2)^{\frac{1}{2}} e^{gL} = 1, \quad (6.4)$$

da sich gerade hier gerade die elektromagnetische Welle sich selbst erhält. Man sieht aus Gleichung 6.3, dass die Summe nur konvergiert, wenn $(R_1 R_2)^{\frac{1}{2}} e^{gL} < 1$ gilt. Dies bedeutet, dass die Auswertung des Modenspektrums nach Hakki und Paoli

nur unterhalb der Laserschwelle funktioniert. Solange die Laserschwelle aber nicht erreicht wird, vereinfacht sich Gleichung 6.3 zu

$$E^+ = \frac{E_0}{1 - (R_1 R_2)^{\frac{1}{2}} e^{gL}}. \quad (6.5)$$

Analog kann man für destruktive Interferenz, d. h. $\phi = (2n + 1) \cdot \pi, n \in \mathbb{N}$, unterhalb der Laserschwelle folgendes elektromagnetisches Feld finden:

$$E^- = \frac{E_0}{1 + (R_1 R_2)^{\frac{1}{2}} e^{gL}}. \quad (6.6)$$

Im Experiment wird allerdings nicht das elektrische Feld der optischen Mode bestimmt, sondern, wie in Abbildung 6.1 dargestellt, die Intensität P . Hier kann man allerdings durch den Zusammenhang $P \sim E^2$ die gewonnenen Ergebnisse leicht auf die Intensitäten übertragen. Die absoluten Werte der Intensitäten lassen aber noch keinen Schluss auf die Verstärkung g zu, da die Variable E_0 bzw. P_0 nicht bekannt ist. Um diesen Faktor zu eliminieren, löst man Gleichung 6.5 nach E_0 bzw. P_0 auf und setzt diese in Gleichung 6.6 ein. Die resultierende Gleichung kann man dann nach der Verstärkung g auflösen und erhält:

$$g = -\frac{1}{L} \ln \left[\frac{(P^+)^{\frac{1}{2}} + (P^-)^{\frac{1}{2}}}{(P^+)^{\frac{1}{2}} - (P^-)^{\frac{1}{2}}} \right] + \frac{1}{2L} \ln \left[\frac{1}{R_1 R_2} \right] \quad (6.7)$$

Ein Vergleich mit Gleichung 3.26 zeigt, dass der zweite Term in Gleichung 6.7 gerade die Spiegelverluste α_m beschreibt. Die Laserschwelle g_{th} ist erreicht, wenn die Verstärkung g gerade die Spiegelverluste α_m kompensiert. Das bedeutet, dass $g = -\alpha_m$ ist. Im Experiment sieht die Auswertung dann so aus, dass man zu jedem Maximum der Intensität P^+ in einem bestimmten Wellenlängenbereich um das Maximum der Intensität ein Minimum der Intensität P^- sucht. Der Verstärkung g wird dann die Wellenlänge des Maximums der Intensität zugeordnet. Somit erhält man eine wellenlängen- bzw. energieabhängige Verteilung der Verstärkung.

Die Abbildung 6.2 zeigt ein Modenspektrum einer OSRAM-Laserdiode. Die Stromstärke wurde dabei weit unterhalb der Laserschwelle gewählt, so dass nur eine geringe Verstärkung zu erwarten ist. In Abbildung 6.3 ist das Modenspektrum der gleichen Diode dargestellt, allerdings bei einer Stromstärke nahe der Laserschwelle. In Abbildung 6.4 wurden beide Spektren ausgewertet und als energieabhängige Verstärkung aufgetragen. Man sieht sehr deutlich den Unterschied der beiden Verstärkungskurven im Bereich der Laserwellenlänge. Weit unterhalb der Laserwellenlänge werden nur noch die Verluste gemessen. In diesem Bereich sind beide Verstärkungskurven nahezu gleich. Beide können hier allerdings geringe Unterschiede aufweisen, da durch die unterschiedlichen Stromstärken auch andere Temperaturen in der Laserdiode erzeugt werden. Eine veränderte Temperatur beeinflusst den Brechungsindex der einzelnen Schichten und führt somit zu einer leicht geänderten Führung der optischen Mode.

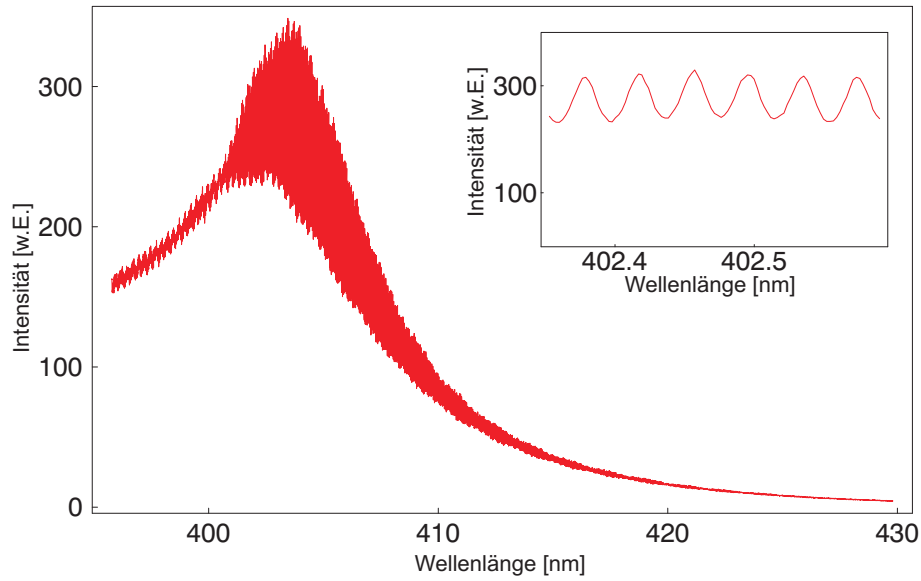


Abbildung 6.2: Modenspektrum einer OSRAM-Laserdiode weit unterhalb der Laserschwelle bei einem Strom $I = 80 \text{ mA} \sim 0,5 I_{th}$ [14].

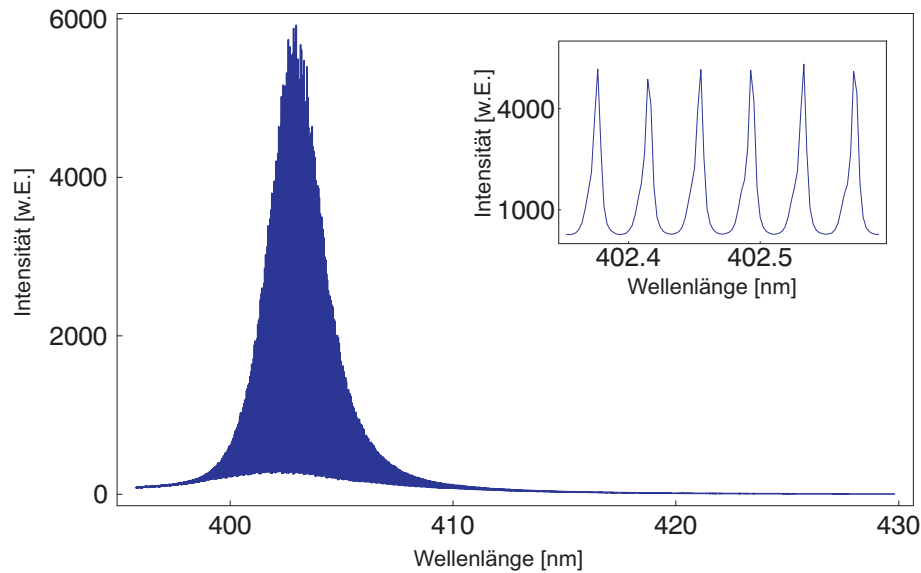


Abbildung 6.3: Modenspektrum einer OSRAM-Laserdiode nahe der Laserschwelle bei einem Strom $I = 140 \text{ mA} \sim 0,9 I_{th}$ [14].

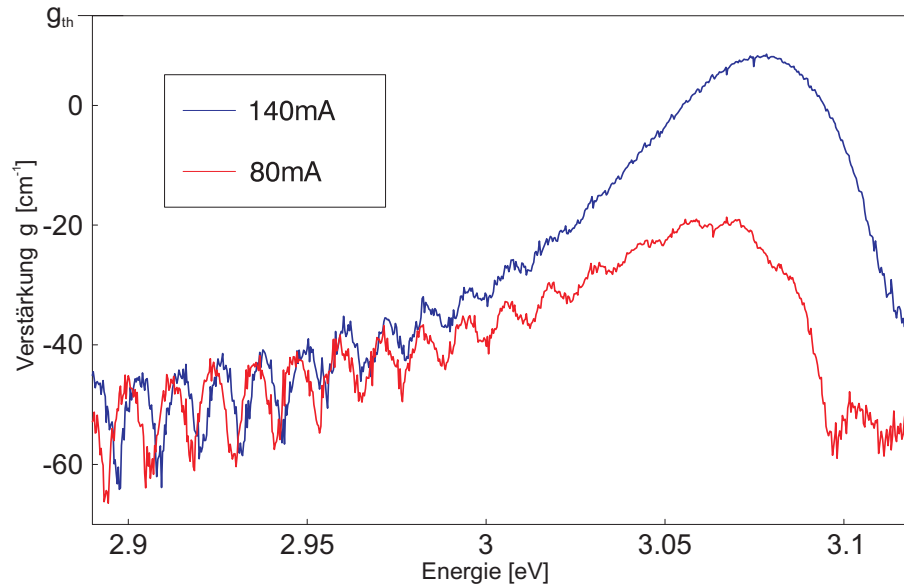


Abbildung 6.4: Verstärkungsspektren in Abhängigkeit der Energie. Als Grundlage dienten die Modenspektren der Abbildungen 6.2 und 6.3 [14].

6.2 Messaufbau

Entscheidend für eine Messung nach der Hakki–Paoli–Methode ist ein optischer Aufbau mit sehr guter optischer Auflösung. Wie bereits beschrieben, ist es notwendig die einzelnen longitudinalen Moden ausreichend gut aufzulösen, um aus den Minima und Maxima der Intensität die Verstärkung auszurechnen. Entscheidend ist dabei nicht die Empfindlichkeit des verwendeten Detektors, sondern die Dynamik die dieser bietet.

6.2.1 Laserdioden–Treiber

Für die meisten Messungen nach der Hakki–Paoli–Methode wurde ein Laserdioden–Treiber der Marke *Laser Diode Controller LDC3724B* der Firma *ILX* verwendet. Dieses Gerät ermöglicht sowohl eine Regelung für den Stromfluss durch die Laserdiode, als auch eine Regelung der Temperatur. Es filtert die Ausgangsspannung und den Ausgangsstrom, um Spitzen zu vermeiden und so die Laserdiode zu schonen. Außerdem werden dadurch vergleichbare Messbedingungen gewährleistet. Die Einheit zum Regeln der Temperatur steuert ein Peltier–Element, mit dem ein Temperaturbereich von etwa 15°C bis 80°C eingestellt werden kann. Um die Wärme vom Peltier–Element abzuführen wurde bei den meisten Dioden eine Wasserkühlung verwendet. Bei manchen Laserdioden musste aufgrund der speziellen Montierung auf eine Luftkühlung zurückgegriffen werden. Das Peltier–Element hält einen Kupferblock

auf konstanter Temperatur. Auf diesen Kupferblock wird die Laserdiode montiert. Die verschiedenen Montierungsarten habe ich bereits im Kapitel 3.2.2 beschrieben. Da nur die Laserdioden im TO-220 Gehäuse einen Temperaturfühler besitzen, ist bei den anderen Montierungen der Temperaturfühler etwa 5 mm von der Laserdiode entfernt im Kupferblock angebracht. Somit ist die Durchschnittstemperatur in der Diode etwas höher, als von der Temperaturregelung eingestellt. Sowohl Strom als auch Temperatur können von einem PC aus eingestellt und kontrolliert werden. Der Laserdioden-Treiber hat eine maximale Ausgangsleistung von $500 \text{ mA} \cdot 10 \text{ V} = 5 \text{ W}$. Da die Laserdioden auf SiC-Substrat aber je nach Prozessierung deutlich mehr Spannung benötigen wurde hier ein weiteres Netzteil verwendet. Eingesetzt wurde sowohl ein *HP 6632A System DC Power Supply* als auch ein *Voltcraft DPS-4005PFC* Netzteil. Das Netzteil von *HP* liefert eine maximale Spannung von 20 V bei 1 A, das *Voltcraft*-Netzteil kann maximal 40 V bei 2 A ausgeben. Beide Netzteile können nicht spannungsunabhängig stromgeregelt werden, so dass bei beiden Geräten durch die grobe Spannungseinstellung in 10 mV-Schritten der Strom nicht so genau eingestellt werden konnte wie beim Laserdioden-Treiber der Firma *ILX*. Eine Regelung auf eine konstante Spannung ist beim Experiment nicht optimal, da sich während der Experimente die U - I -Kennlinie durch die Bildung von Nebenschlüssen verändern kann. Auch ist die Filterung des Ausgangsstroms nicht so stark wie beim Laserdioden-Treiber von *ILX*, so dass Strom- und Spannungsspitzen nicht komplett vermieden werden können. Beide Netzteile sind prinzipiell vom Computer aus regelbar, aufgrund der genannten Einschränkungen wurde aber auf eine automatische Steuerung verzichtet und diese Netzteile manuell geregelt.

6.2.2 Optischer Aufbau

In Abbildung 6.5 ist der Versuchsaufbau skizziert. Das Licht der Laserdiode wird durch Linse 1 kollimiert. Dieser kollimierte Strahl wird je nach Bedarf mit Graufiltern abgeschwächt. Bei einigen Laserdioden war es nötig, mit einer variablen Spaltblende Streulicht der Laserdiode abzublocken und nur die verstärkte Mode passieren zu lassen. Zusätzlich steht im Strahlengang noch ein Shutter, der die Belichtungszeit der CCD-Kamera festlegt. Dieser Shutter wird komplett von der Steuerelektronik der CCD-Kamera gesteuert. Mit Linse 2 wird das kollimierte Laserlicht auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert. Zu beachten ist dabei, dass der Monochromator eine vertikale Polarisierung des Lichtes voraussetzt. Deshalb ist es wichtig, die Laserdiode im richtigen Winkel einzubauen.

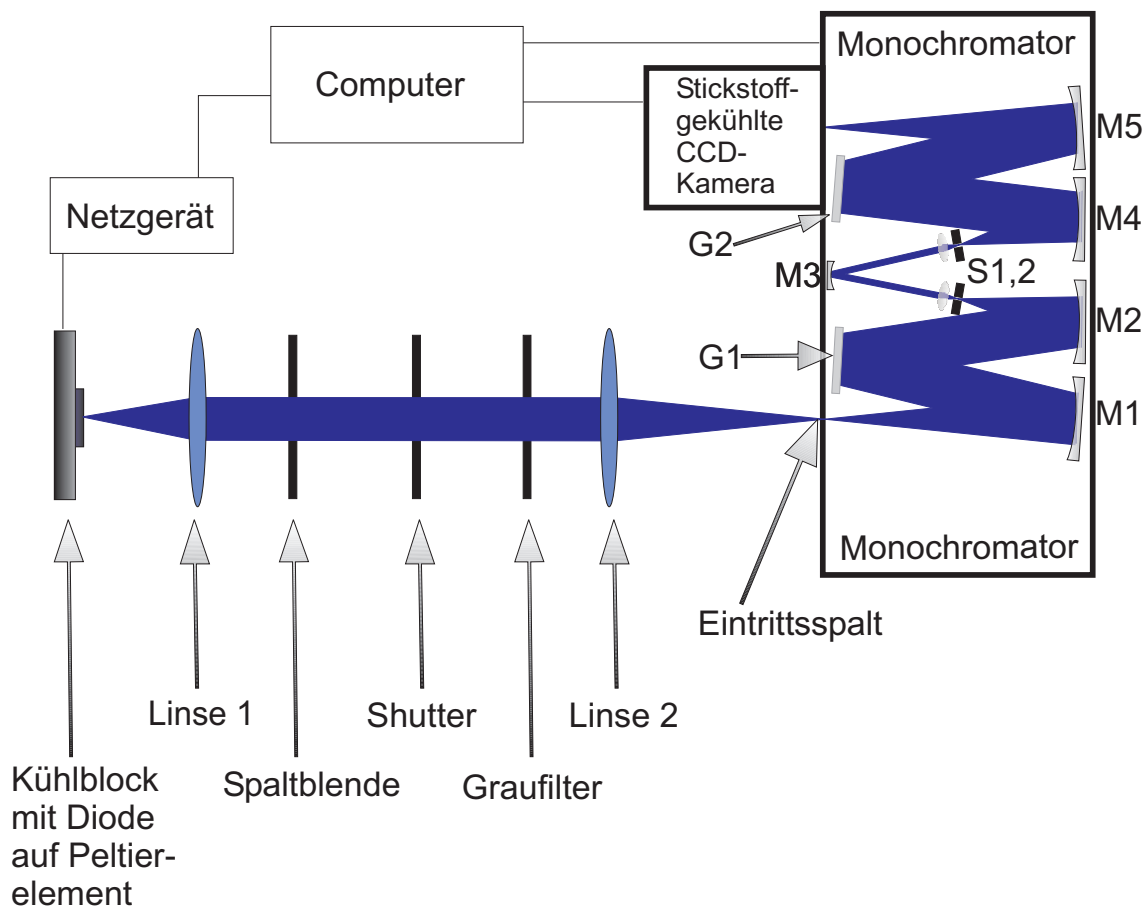


Abbildung 6.5: Skizze des Versuchsaufbaus zur Verstärkungsmessung nach der Hakki-Paoli-Methode [14].

6.2.3 Monochromator

Als Monochromator wird ein Doppelmonochromator der Firma *Jobin Yvon* verwendet. Der Monochromator *Spex 1404 Double Spectrometer* besitzt eine Fokusslänge von 85 cm. In Abbildung 6.5 ist der Strahlengang im Monochromator skizziert. Der Mittelspalt ist bei allen hier gezeigten Experimenten voll geöffnet, da wir den Monochromator als abbildendes System verwenden. Der Hersteller gibt für den Monochromator eine Auflösung von $\Delta\lambda = 5 \text{ pm}$ bei einer Wellenlänge von 579,1 nm und einer Gitterkonstante von $N_G = 1800 \text{ mm}^{-1}$ an. Aufgrund der Abbildungsfehler im Monochromator ist auch die Spalthöhe entscheidend für die Auflösung. Die Spalthöhe wird bei dem oben erwähnten Auflösungsvermögen zu 2 mm angegeben. Die hier vorgestellten Experimente wurden in einem Wellenlängenbereich von etwa 390 nm bis 450 nm durchgeführt. Ebenso wurde nur in 2. Ordnung der Gitter gemessen. Das verändert die höchstmögliche Auflösung nach folgender Formel:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = n_G N_G b, \quad (6.8)$$

wobei λ die Wellenlänge, N_G die Gitterkonstante, b die Breite des beleuchteten Gitters und n_G die verwendete Ordnung ist. Die Auflösung eines idealen Monochromators, d. h. ohne Abbildungsfehler der Optik im Monochromator, hängt nur von den verwendeten Gittern ab. Die hier verwendeten Gitter haben eine Gitterkonstante von $N_G = 1800 \text{ mm}^{-1}$ und eine Breite von $b = 110 \text{ mm}$; der Monochromator wird in der Ordnung $n_G = 2$ betrieben. Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 400 \text{ nm}$ ergibt das eine höchstmögliche Auflösung von

$$\Delta\lambda_g = \frac{\lambda}{n_G N_G b} = 1,0 \text{ pm}. \quad (6.9)$$

Dieses Auflösungsvermögen wird aber nur bei einem infinitesimal kleinen Eintrittsspalt erreicht. In diesem Fall ist der Eintrittsspalt aber $20 \mu\text{m}$ geöffnet, was die Auflösung deutlich verschlechtern würde. Allerdings wird durch den Eintrittsspalt ein Bild der Laserfacette eingekoppelt, das deutlich geringere Ausmaße hat. Bei den meisten OSRAM–Laserdioden hat das Bild der Laserfacette eine Breite von $3 \mu\text{m}$, so dass der effektive Eintrittsspalt auch nur diese Ausmaße besitzt. Zusammen mit der numerischen Apertur des Monochromators (Öffnungsverhältnis $f/6,9$) kann man mit dieser Größenangabe die kleinste auflösbare Struktur am Ausgangsspalt berechnen:

$$x_{\min} = \frac{\lambda}{\sin\phi} \approx 2,0 \mu\text{m}, \quad (6.10)$$

wobei ϕ der halbe Öffnungswinkel des Strahlengangs vor den Hohlspiegeln ist. Durch Beugung wird diese Auflösung nochmals verschlechtert; hier hat Holger Fischer die

Ausdehnung des Lichtes auf dem CCD-Chip von $\frac{\Delta s}{\Delta \lambda} = 8 \mu\text{m}/\text{pm}$ abgeschätzt. Aufgrund des $3 \mu\text{m}$ breiten Bildes der Laserfacette ergibt sich eine zusätzliche Auflösungsver schlechterung von $\Delta \lambda_s = \frac{3}{8} \text{pm} = 0,4 \text{pm}$. Insgesamt erhält man dadurch eine Auflösung des Monochromators von

$$\Delta \lambda = \Delta \lambda_g + \Delta \lambda_s = 1,4 \text{pm}. \quad (6.11)$$

6.2.4 CCD-Kamera

Als Detektor wird eine stickstoffgekühlte Kamera vom Modell *Spectrum One* der Firma *Jobin Yvon* verwendet. Als CCD-Steuerelektronik dient das Modell *CCD 3500*. Diese CCD-Kamera bietet eine hohe Dynamik von 16-bit und eine sehr hohe Empfindlichkeit. Sie hat eine Auflösung von 256×1024 Pixeln mit einer Pixelgröße von $23,3 \mu\text{m}$. Auf die Kamera werden vom Monochromator in der 2. Ordnung 3nm projiziert. Dies ergibt eine spektrale Auflösung der CCD-Kamera:

$$\Delta \lambda_{\text{CCD}} = \frac{3 \text{nm}}{1024} = 3 \text{pm} \quad (6.12)$$

Wie man sieht, können wir mit dieser Kamera die theoretisch mögliche Auflösung des Monochromators nicht ausnutzen. Messungen von H. Fischer haben jedoch gezeigt, dass die tatsächlich erreichte Auflösung des gesamten Aufbaus etwa 4pm beträgt [14].

Die Ansteuerung der CCD-Kamera wird durch eine selbstprogrammierte Softwarelösung erledigt. Diese Software ordnet automatisch jedem Pixel die korrekte Wellenlänge zu, die sich bei Czerny-Turner- und Fastie-Ebert-Monochromatoren nach folgender Formel berechnen lässt [20]:

$$\begin{aligned} \lambda(P, \lambda_c) = & \left[\sin \left\{ \arcsin \left(\frac{n_G N_G \lambda_c}{2 \cos(\frac{\theta_E}{2})} \right) - \frac{\theta_E}{2} \right\} \right. \\ & + \sin \left\{ \arcsin \left(\frac{n_G N_G \lambda_c}{2 \cos(\frac{\theta_E}{2})} \right) + \frac{\theta_E}{2} + \phi_t \right. \\ & \left. \left. - \arctan \left(\frac{F \sin(\phi_t) + W_o(P - P_c)}{F \cos(\phi_t)} \right) \right\} \right] \cdot (n_G N_G)^{-1}. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Hierbei ist λ_c die Wellenlänge in der Mitte der CCD-Kamera bei Pixelnummer P_c ; diese Zuordnung wurde einmalig mit einer Hg-Dampfampe geeicht. Der Winkel ϕ_t berücksichtigt eine Neigung der CCD-Kamera (Tiltwinkel). Der Wert W_p beschreibt die Pixelbreite, der Winkel θ_E ist die Summe des Eingangs- und Ausgangs-Ebertwinkels und F die Fokallänge des Monochromators.

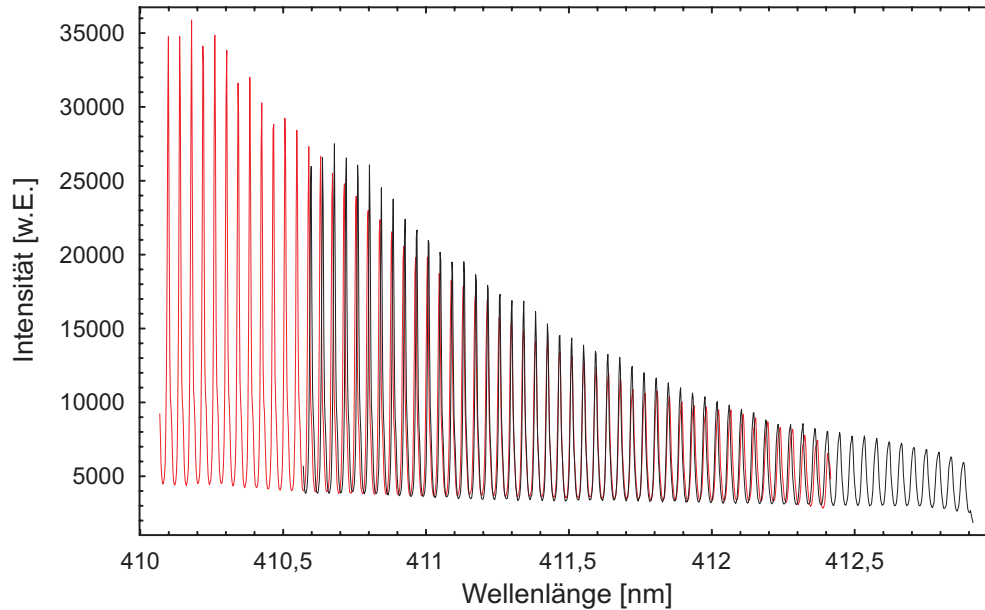


Abbildung 6.6: Zwei überlappende Modenspektren, die mit der CCD-Kamera aufgenommen wurden.

6.2.5 Messprozedur

Wie bereits beschrieben, nimmt die CCD-Kamera immer 3 nm große Bereiche gleichzeitig auf. Wie in Abbildung 6.6 dargestellt, wird der Wellenlängenbereich jeweils um 0,5 nm verschoben und so der gewünschte Wellenlängenbereich abgetastet. Man sieht sehr deutlich, dass die CCD-Kamera eine unterschiedliche Empfindlichkeit über den gesamten CCD-Chip verteilt aufweist. Durch diese sich überlappenden Spektren kann nun ein Teilbereich der Kamera herausgesucht werden, der eine gleichmäßige Empfindlichkeit aufweist. Um die Dynamik der Kamera besser auszunutzen, wird zusätzlich zur Unterteilung in 0,5 nm Schritte, der gewünschte Wellenlängenbereich in mehrere Blöcke aufgeteilt. Für diese Blöcke wird die Belichtungszeit der CCD-Kamera gesondert maximiert und somit das Rausch-Signal-Verhältnis minimiert. In Abbildung 6.7 ist eine Gesamtaufnahme eines Modenspektrums zu sehen. Die einzelnen Blöcke sind in dieser Abbildung in unterschiedlichen Farben dargestellt. Man sieht in den einzelnen Bereichen im Abstand von 1 nm einen Rückgang der gemessenen Intensität. Dieses Verhalten liegt nicht an der Laserdiode, sondern ist darauf zurückzuführen, dass die CCD-Kamera nicht komplett ausgeleuchtet wird und somit auf einer Seite jeweils ein schwächeres Signal liefert. Bei der Auswertung wird dieser dunkle Bereich aber vernachlässigt.

Die Auswertung geschieht durch das Programm *Mathematica* der Firma *Wolfram Research*. Dort wird zuerst die Aufnahme entsprechend der Belichtungszeit normiert. Als nächster Schritt kann ein Bereich auf dem CCD-Chip gesucht werden, an dem

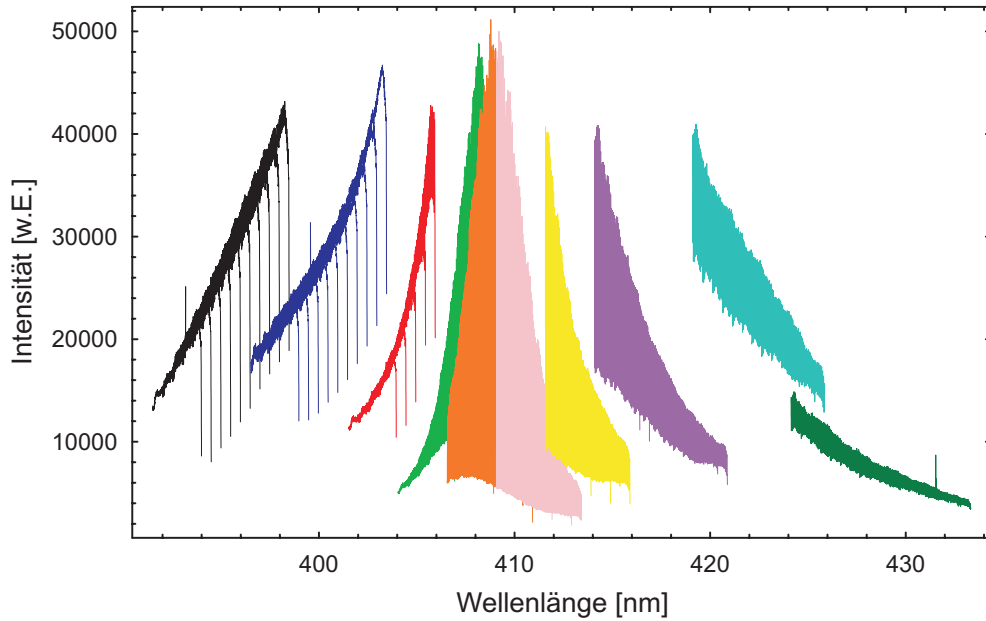


Abbildung 6.7: Modenspektrum einer OSRAM-Laserdiode. Die unterschiedlichen Farben markieren Wellenlängenbereiche mit gleicher Belichtungszeit der CCD-Kamera.

eine gleichmäßige Lichtempfindlichkeit herrscht und das Spektrum nahtlos und stufenlos zusammengesetzt werden kann.

In Abbildung 6.8 ist das Modenspektrum aus Abbildung 6.7 normiert und zusammengesetzt. Bei der Auswertung muss man dieses Zusammensetzen der verschiedenen Wellenlängenblöcke beachten, da durch zusätzliche Stufen beim Zusammensetzen der Spektren die Verstärkung in regelmäßigen Abständen verfälscht wird. Durch diese Stufen wird das Verhältnis von lokalem Maxima und lokalem Minima in der Intensität vergrößert und somit die Verstärkung scheinbar höher.

6.3 Parasitäre Wellenleitermoden

In Abbildung 4.7 aus dem Kapitel über die Simulation der optischen Mode ist zusätzlich zur Mode (blau) noch eine Vergrößerung der Amplituden der optischen Mode um den Faktor 1000 rot eingezeichnet. Man sieht, dass trotz der vorhandenen Dämpfung immer noch ein Teil der Mode im Substrat verläuft. In diesem Abschnitt soll nun die Wellenlängenabhängigkeit dieser parasitären Wellenleitermoden untersucht werden.

Aus Tabelle 4.2 geht hervor, dass bei der Laserdioden-Struktur nicht nur eine Schicht AlGaIn als Mantelschicht fungiert, sondern eine zusätzliche AlGaIn-Schicht über dem Substrat angebracht ist, die einen höheren Aluminium-Gehalt besitzt und somit einen niedrigeren Brechungsindex aufweist. Dadurch ist eine bessere Abkopplung

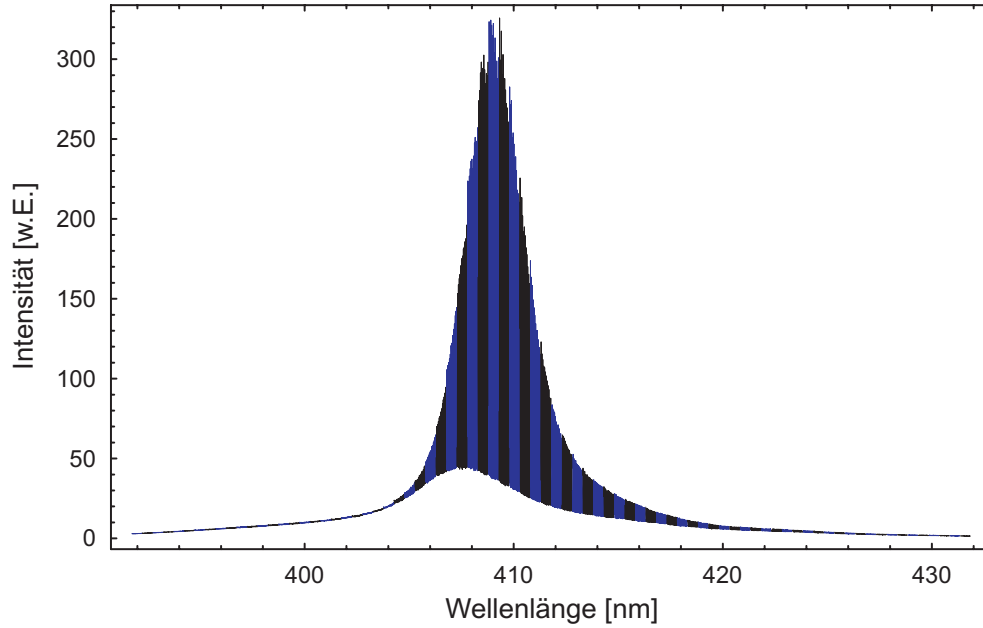


Abbildung 6.8: Modenspektrum einer OSRAM-Laserdiode. Die abwechselnden Farben markieren jeweils einen neuen Wellenlängenbereich.

des Wellenleiters vom Substrat SiC erreicht, welches einen sehr hohen Brechungsindex besitzt und somit auch als Wellenleiter fungieren kann. Trotz dieser Maßnahme kann keine komplette optische Trennung von Laserdiode und Wellenleiter erreicht werden.

Abhängig von der Wellenlänge der Laserdiode koppelt ein Teil der optischen Welle in das Substrat ein. Trotz der geringen Amplitude im Substrat ist das doch ein deutlicher Energieverlust, da das Substrat um Größenordnungen dicker ist als die restliche Diodenstruktur. Um nun ein wellenlängenabhängiges Verhalten dieser parasitären Wellenleitermoden zu bekommen, kann man die bereits vorgestellte Transfermatrix-Methode mit verschiedenen Wellenlängen berechnen.

In Abbildung 6.9 wird das Integral der Intensität der parasitären Mode im Substrat durch das Integral der Intensität der optischen Mode geteilt und in Abhängigkeit der Energie E bzw. der Wellenlänge λ aufgetragen. Man sieht in Abbildung 6.9 deutlich, dass zum langwelligen Energiebereich hin die Modulation zunimmt, da dort die Absorption im SiC-Substrat abnimmt und die parasitäre Mode weniger Dämpfung erfährt. Die unregelmäßigen Maxima des Anteils der parasitären Wellenleitermode rühren von der begrenzten Genauigkeit der numerischen Simulation her, die in diskreten Schritten die Energie erniedrigt und so nicht immer das Maximum der parasitären Mode erreicht. Aus dieser Simulation lässt sich eine Periode zwischen 9 meV und 11 meV bestimmen.

Transferiert man nun diese Struktur auf ein GaN-Substrat, so sieht man, dass sich hier ebenfalls parasitäre Wellenleitermoden ausbilden. Ich habe dazu die Werte aus

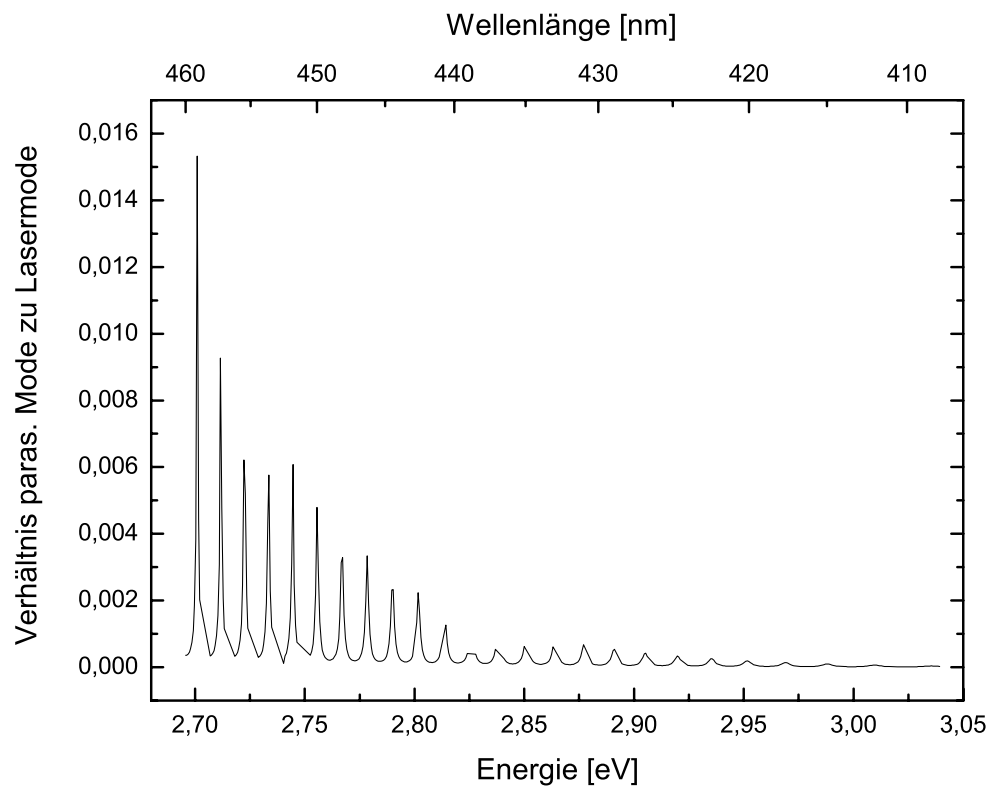


Abbildung 6.9: Verhältnis der parasitären Wellenleiter-Moden zur optischen Mode in der Laserstruktur in Abhängigkeit der Energie E bzw. der Wellenlänge λ bei einer Laserdioden-Struktur auf SiC-Substrat.

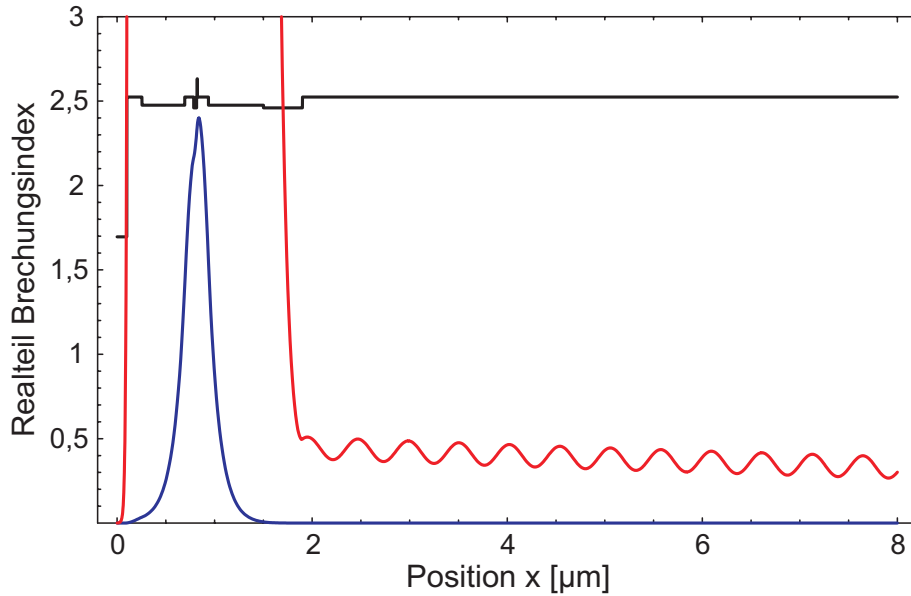


Abbildung 6.10: Die blaue Kurve beschreibt den Verlauf der optischen Mode für eine Lösung der Gleichung 4.19 unter Verwendung der Daten aus Tabelle 4.2 und GaN als Substrat in willkürlich gewählten Einheiten bei einer Wellenlänge von 408 nm, die rote Kurve ist eine Vergrößerung der Amplituden um den Faktor 1000. Schwarz eingezeichnet ist der Verlauf des Realteils des Brechungsindex der Laserstruktur.

Tabelle 4.2 komplett übernommen und nur das Substrat von SiC auf GaN geändert. Abbildung 6.10 zeigt wiederum den Verlauf des Realteils des Brechungsindex der Struktur als Funktion der Position in der Schichtstruktur der Laserdiode, sowie die Form der optischen Mode. Man sieht auch hier, dass das Substrat einen höheren Brechungsindex hat als der benachbarte AlGaIn-Wellenleiter. Somit kann auch hier ein Teil der optischen Mode ins Substrat eindringen und führt wie beim SiC-Substrat zu parasitären Wellenleitermoden. Abbildung 6.11 zeigt die wellenlängenabhängige Entwicklung des Maximums der parasitären Wellenleitermode zum Maximum der optischen Mode in der Laserstruktur. Auch hier sieht man die Modulation in der Amplitude wie schon bei einer Laserstruktur auf SiC-Substrat, allerdings ist dieses Mal der Anteil der parasitären Wellenleitermode höher und die Modulation hat eine größere Periode von etwa 16 meV.

Der Wechsel auf ein Substrat mit sehr niedrigem Brechungsindex ist im Hinblick auf die parasitären Wellenleitermoden besser. Verwendet man Saphir als Substrat, können sich wegen des sehr niedrigen Brechungsindex von $n_{Al_2O_3} = 1,787$ [9] im Substrat keine Wellenleitermoden ausbilden. In dieser Simulation wurde keine Dämpfung im Saphir-Substrat angenommen. Allerdings ist es nicht möglich, die Laserstruktur direkt auf das Saphir-Substrat aufzuwachsen, da sich die Gitterparameter zu stark unterscheiden. Es ist also nötig, einen GaN-Puffer zwischen Substrat

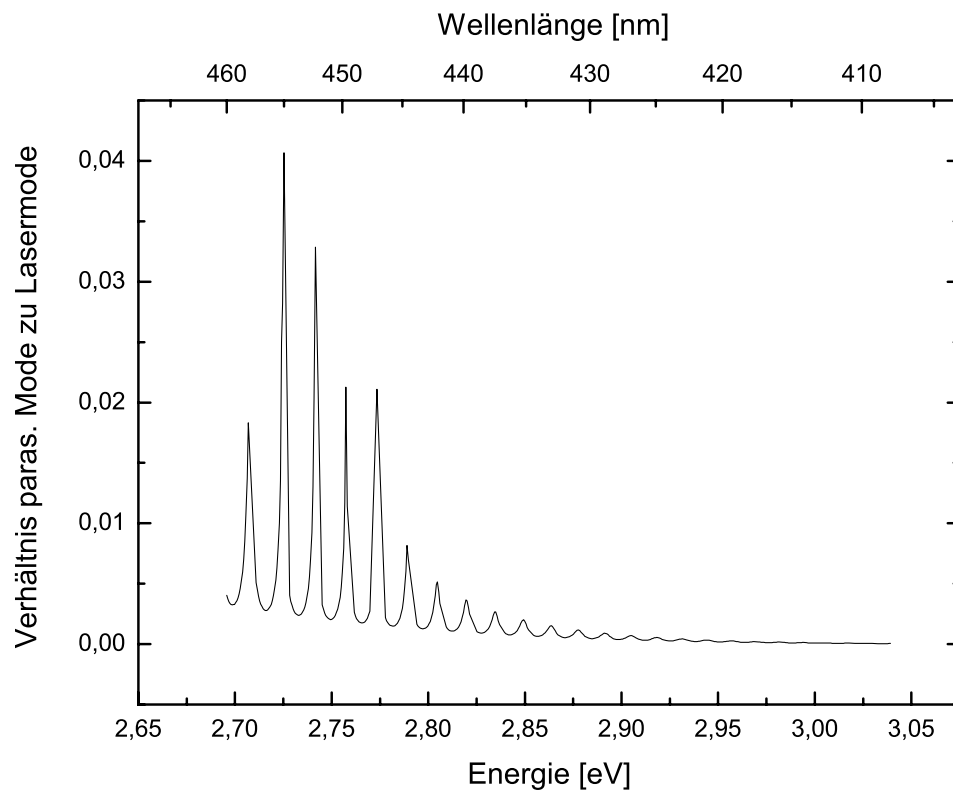


Abbildung 6.11: Verhältnis der parasitären Wellenleiter-Moden zur optischen Mode in der Laserstruktur in Abhängigkeit der Energie E bzw. der Wellenlänge λ bei einer Laserdioden-Struktur auf GaN-Substrat.

Material	Dicke [nm]	Dämpfung / Verstärkung
Au	100	
GaN:Mg	150	-0,00038
Al _{0,09} Ga _{0,91} N:Mg	450	-0,00038
GaN:Mg	100	-0,00038
Al _{0,13} Ga _{0,87} N:Mg	30	-0,00038
GaN	6	
In _{0,05} Ga _{0,95} N	2,5	+0,008
GaN	6	
In _{0,05} Ga _{0,95} N	2,5	+0,008
GaN	6	
In _{0,05} Ga _{0,95} N	2,5	+0,008
GaN:Si	100	
Al _{0,09} Ga _{0,91} N:Si	550	
GaN:Si	5000	
Al ₂ O ₃	50000	
Au	100	

Tabelle 6.1: Schematischer Aufbau einer Laserdiode auf Saphir–Substrat mit einer 5 μm dicken GaN–Pufferschicht. Bei den p–dotierten Schichten wird eine zusätzliche Dämpfung durch nichtstrahlende Rekombination an Mg–H–Komplexen angenommen. In den Quantentrögen wird zusätzlich eine Verstärkung eingestellt.

und eigentlicher Struktur aufzuwachsen. Die Struktur einer Laserdiode auf Saphir–Substrat wurde an die Struktur der OSRAM–Diode angelehnt und ist in Tabelle 6.1 dargestellt.

Berechnet man nun für diese Struktur mit der Transfermatrix–Methode die Form der optischen Mode, so sieht man, dass sich auch im GaN–Puffer eine parasitäre Wellenleitermode ausbildet. In Abbildung 6.12 ist das Ergebnis der Transfermatrix–Methode dargestellt. Man sieht bei einer Wellenlänge von 408 nm, die auch bei den anderen Berechnungen verwendet wurde, dass die parasitäre Wellenleitermode auch ohne Vergrößerung sichtbar ist. Die 5 μm dicke Pufferschicht koppelt durch ihre Nähe zum Wellenleiter sogar besser an diesen, als dies bei der ursprünglichen OSRAM–Struktur der Fall war. Insgesamt ist jedoch der Anteil der parasitären Wellenleitermode an der Gesamtmode geringer, da die Dicke der GaN–Schicht um eine Größenordnung geringer ist, als dies bei einem GaN– oder SiC–Substrat der Fall ist.

Ändert man die Struktur aus Tabelle 6.1 so ab, dass als Pufferschicht zwischen Saphir–Substrat und Laserstruktur nicht GaN benutzt wird, sondern eine AlGaIn–

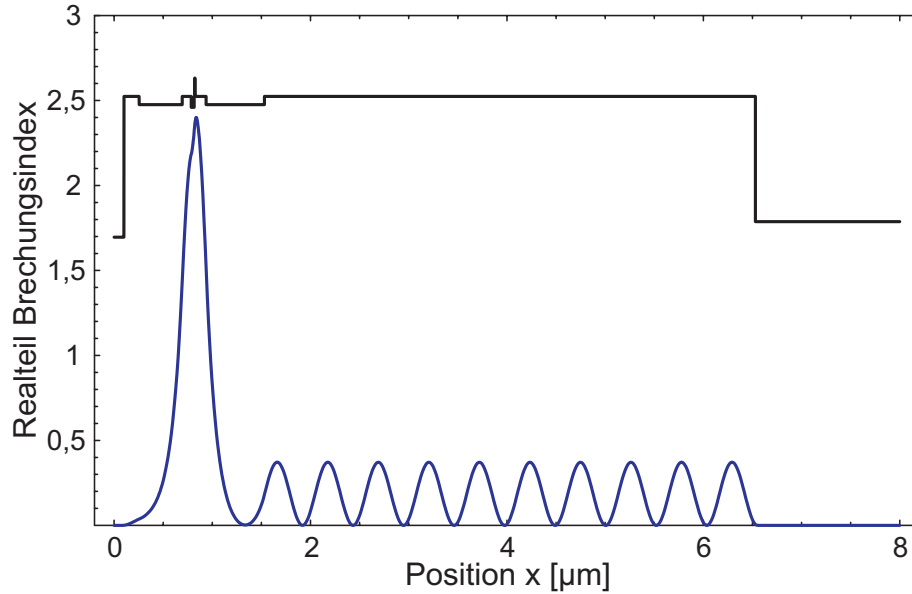


Abbildung 6.12: Die blaue Kurve beschreibt den Verlauf der optischen Mode für eine Lösung der Gleichung 4.19 unter Verwendung der Daten aus Tabelle 6.1 in willkürlich gewählten Einheiten bei einer Wellenlänge von 408 nm. Schwarz eingezeichnet ist der Verlauf des Realteils des Brechungsindex der Laserstruktur.

Schicht, so ändert sich das Ergebnis komplett. Abbildung 6.13 zeigt den Verlauf der optischen Mode mit den Daten aus Tabelle 6.1, wenn anstatt der GaN-Pufferschicht eine $5\text{ }\mu\text{m}$ dicke $\text{Al}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{N}$ -Pufferschicht verwendet wird. Die numerische Simulation dieser Struktur wurde etwas abgeändert. Durch die begrenzte numerische Auflösung kommt es bei dieser Laserstruktur dazu, dass der exponentielle Anteil e^{+ax} in Gleichung 4.13 nicht Null wird, und so für $x \rightarrow \infty$ divergiert. Dieser Anteil wurde bei der Berechnung der optischen Mode auf Null gesetzt, nachdem zuerst die optische Mode komplett nach den richtigen Formeln berechnet wurde, und keine parasitäre Wellenleitermode aufgetreten ist. Auch physikalisch würde es keinen Sinn machen, wenn sich die Mode in einem optisch niederbrechenden Material ausbreiten würde.

Insgesamt kann man sagen, dass es im Hinblick auf die Entwicklung einer parasitären Wellenleitermode am besten wäre, Saphir als Substrat zu verwenden, sowie eine AlGaIn-Schicht als Pufferschicht zu wachsen, die einen höheren Aluminiumanteil als der benachbarte Wellenleiter besitzt.

Eine weitere Möglichkeit ist, möglichst dicke Pufferschichten zu wachsen. Es ist bisher aber kaum möglich, AlGaIn-Schichten zu wachsen, die dicker als $2\text{ }\mu\text{m}$ sind, so dass sich mehrere Brechungsindex-Stufen als Mantelschichten als die beste Lösung herausgestellt haben. In Zusammenarbeit mit OSRAM wurden mit dieser Simulationstechnik die Mantelschichten von Laserdioden auf GaN-Substrat optimiert.

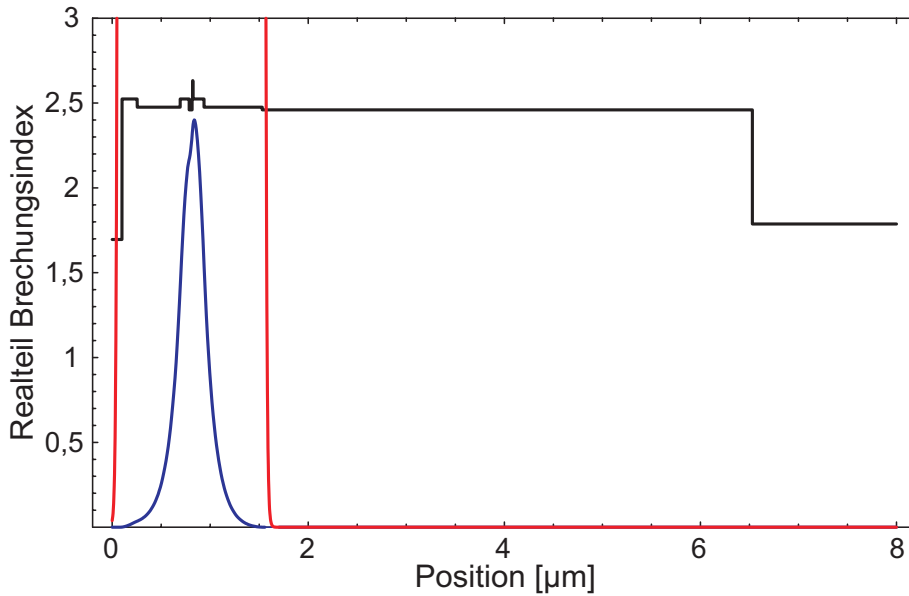


Abbildung 6.13: Die blaue Kurve beschreibt den Verlauf der optischen Mode für eine Lösung von Gleichung 4.19 unter Verwendung der Daten aus Tabelle 6.1 mit einer $\text{Al}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{N}$ -Pufferschicht in willkürlich gewählten Einheiten bei einer Wellenlänge von 408 nm. Schwarz eingezeichnet ist der Verlauf des Realteils des Brechungsindex der Laserstruktur.

Durch eine im Brechungsindex mehrfach abgestufte Mantelschicht war es möglich, den Anteil der parasitären Wellenleitermode in Laserdioden auf GaN-Substrat um drei Größenordnungen zu verkleinern.

6.4 Messung der parasitären Moden und Bestimmung von α_i

Aus den nach der Hakki–Paoli–Methode gemessenen Verstärkungsspektren kann man unter anderem auch noch die internen Verluste bestimmen. Betrachtet man im Verstärkungsspektrum den niederenergetischen Bereich, so geht die Verstärkung gegen einen konstanten Wert. Im letzten Abschnitt habe ich mit der Transfermatrix-Methode gezeigt, dass im Substrat parasitäre Wellenleitermoden auftreten können. Da diese parasitären Wellenleitermoden im Substrat nur gedämpft und nicht weiter durch die aktive Zone verstärkt werden, sieht man sehr ausgeprägte parasitäre Wellenleitermoden als effektive Dämpfung. Das bedeutet, dass im niederenergetischen Bereich des Verstärkungsspektrums nicht nur die internen Verluste, sondern auch der Anteil der parasitären Wellenleitermoden berücksichtigt werden muss. Je stärker die optische Mode im Substrat präsent ist, desto größer ist die effektive Dämpfung, d. h., desto niedriger ist die gemessene Verstärkung. Um nun auf den tatsächlichen

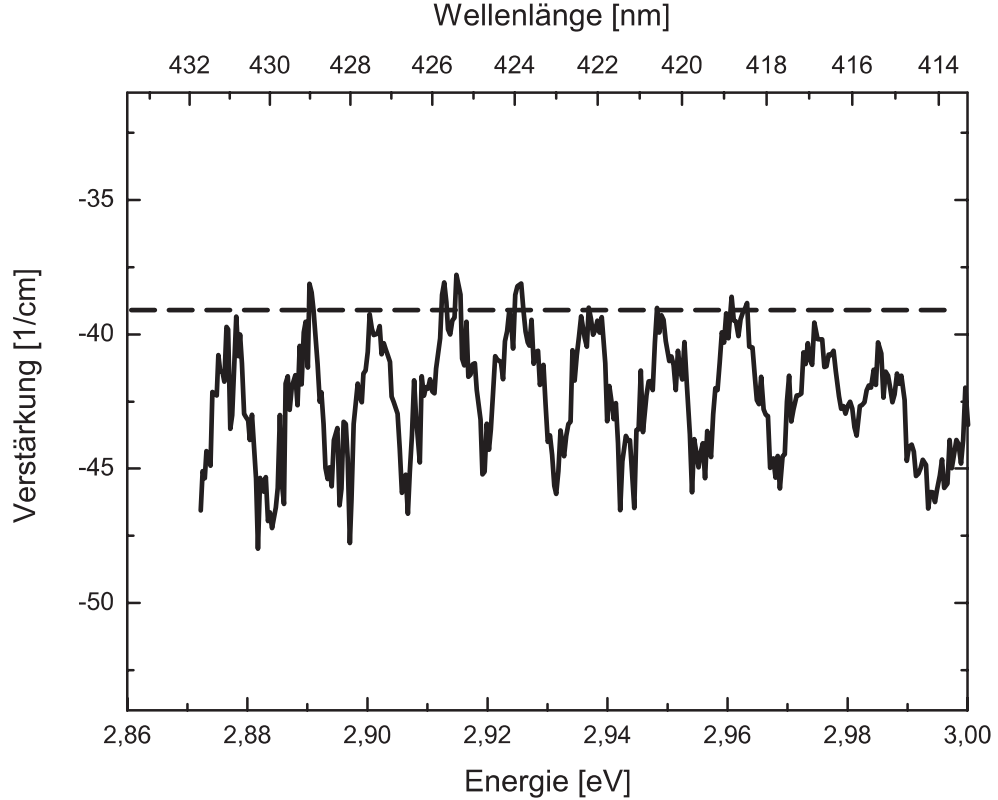


Abbildung 6.14: Modenspektrum einer OSRAM-Laserdiode im langwelligen Wellenlängenbereich von 415 nm bis 430 nm bei niedriger Stromstärke ($I = 40 \text{ mA} \sim 0,18 I_{th}$). Gestrichelt eingezeichnet ist der Wert für die internen Verluste α_i .

Wert der internen Verluste α_i zu kommen, darf man nur die Maxima der Modulation im Verstärkungsspektrum betrachten.

In Abbildung 6.14 ist das typische Verstärkungsspektrum einer OSRAM-Laserdiode dargestellt. Die daraus ermittelten internen Verluste α_i sind ebenfalls eingezeichnet. Dieses Verstärkungsspektrum wurde bei einer niedrigen Stromstärke von $I = 40 \text{ mA} \sim 0,18 I_{th}$ aufgenommen. In Abbildung 6.14 ist nur der langwellige Bereich des Verstärkungsspektrums dargestellt, da hier keine Verstärkung zu erwarten ist und nur die internen Verluste α_i beobachtet werden. Man sieht sehr deutlich die Modulation im Verstärkungsspektrum. Bei dieser Laserdiode zeigt die Modulation eine Periode von etwa 11 meV.

Ein Vergleich mit der Simulation aus dem letzten Abschnitt zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Theorie, die eine Oszillation zwischen 9 meV und 11 meV als Ergebnis hat. Man sieht hier, dass selbst die einfachen Annahmen und die nur ein-dimensionale Rechnung bereits sehr gute Ergebnisse liefern.

Um nun aus der Abbildung 6.14 die internen Verluste zu bestimmen, muss man die Maxima der Modulation verwenden. Nur bei den Maxima koppelt kaum Licht der optischen Mode als parasitäre Wellenleitermode in das Substrat. Somit kann man

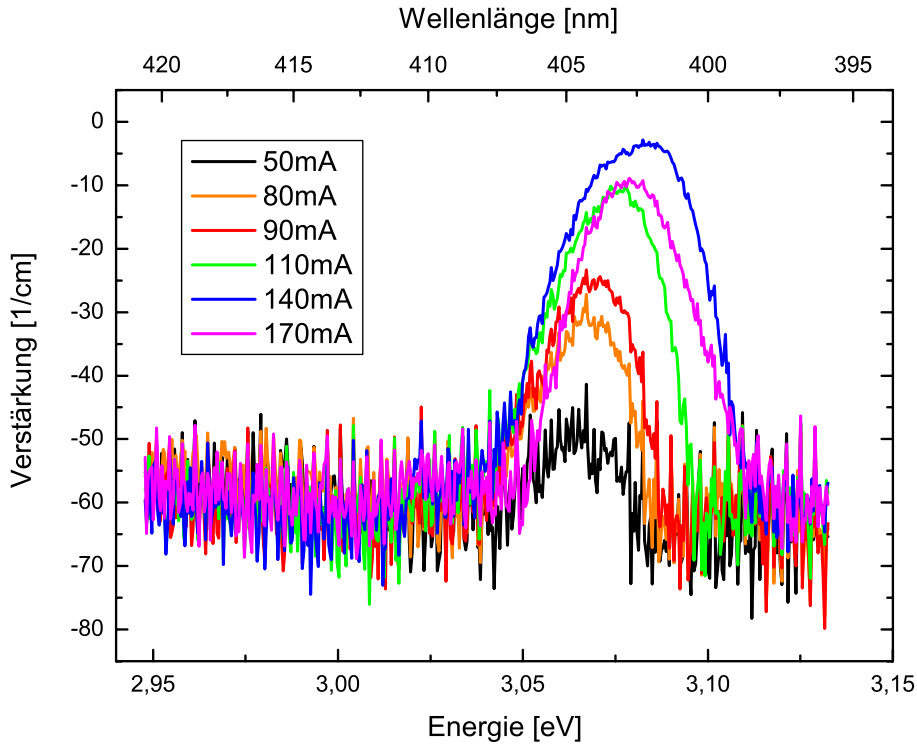


Abbildung 6.15: Verstärkungsspektrum einer Laserdiode auf Saphir-Substrat für unterschiedliche Stromstärken.

für diese Laserdiode die internen Verluste auf $\alpha_i = (39 \pm 2) \text{ cm}^{-1}$ bestimmen. Dieser Wert ist typisch für OSRAM-Laserdioden, bei denen die internen Verluste üblicherweise im Bereich $\alpha_i = (45 \pm 10) \text{ cm}^{-1}$ liegen.

Anders als die OSRAM-Laserdioden verhalten sich Laserdioden, die uns vom Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg zur Verfügung gestellt wurden. Diese Dioden basieren auf einem Saphir-Substrat. Abbildung 6.15 zeigt, dass man keine Modulation im langwelligen Spektralbereich unterhalb einer Energie von 3,03 eV sehen, sondern nur das messbedingte Rauschen feststellen kann. Ein Vergleich mit den Rechnungen des letzten Abschnitts bestätigt das Ergebnis der Simulation. Es treten keine parasitären Wellenleitermoden auf, wenn diese Dioden eine Pufferschicht mit einem Brechungsindex besitzen, der niedriger als der des Wellenleiters ist. Die regelmäßigen Maxima im Verstärkungsspektrum im Abstand von 0,5 nm sind ein Artefakt der Auswertung. Wie ich bereits im Kapitel über den Messaufbau erklärt habe, kann es zu scheinbaren Verstärkungsmaxima an den Stellen kommen, an denen die Einzelspektren zusammengesetzt werden. In diesem Fall war es sehr schwierig, die Kamera gut auszuleuchten, da diese Laserdioden eine Mesa-Struktur besitzen. Wenn die Struktur auf Saphir aufgewachsen wird, so gibt es keine gemein-

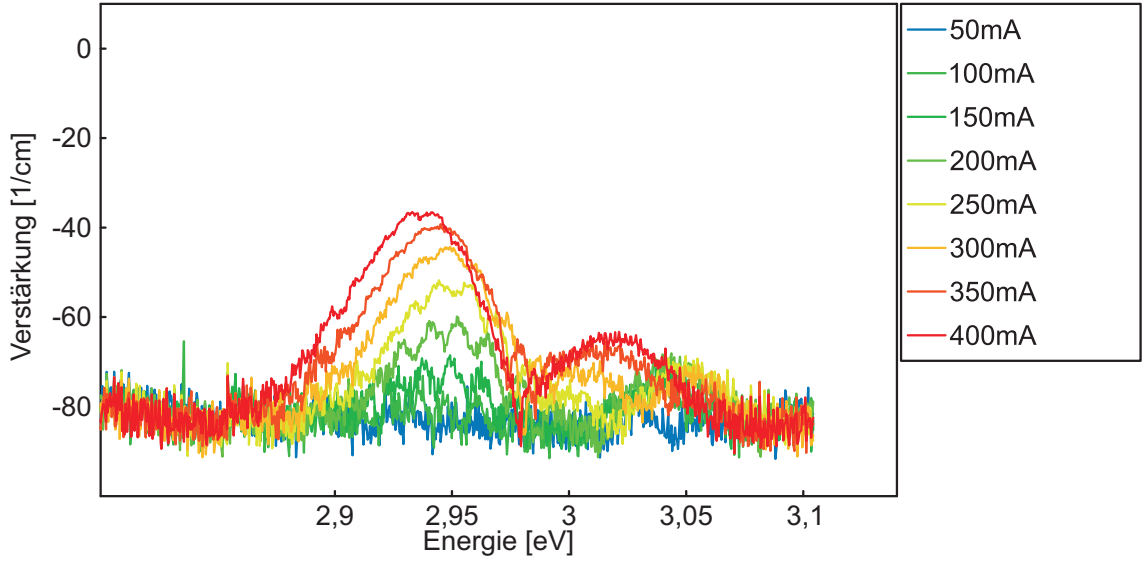


Abbildung 6.16: Verstärkungsspektrum einer Laserdiode auf GaN-Substrat für unterschiedliche Stromstärken.

same Kristallebene, um die Spiegel zu brechen. Daher ist es nötig, die Facetten des Resonators zu ätzen. Das verbleibende Saphir kann aber nicht bis zur Laserstruktur entfernt werden, ohne diese zu beschädigen. Daher verbleibt auf beiden Seiten des Resonators Saphir, das die Ausbreitung der optischen Mode deutlich einschränkt und einen Teil der Mode reflektiert. Dadurch entsteht im Fernfeld der Laserdiode eine Interferenzstruktur, die eine Justierung des Messaufbaus erschwert. Insgesamt fällt bei diesen Laserdioden die, im Vergleich zu den OSRAM-Laserdioden, erhöhten internen Verluste $\alpha_i = (58 \pm 8) \text{ cm}^{-1}$ auf.

Zusätzlich zu den Dioden die auf SiC basieren, haben wir von OSRAM auch noch wenige Laserdioden bekommen, die GaN als Substrat besitzen. Abbildung 6.16 zeigt ein Verstärkungsspektrum dieser Diode. Wie bei den OSRAM-Laserdioden auf SiC-Substrat gibt es auch bei diesen Laserdioden eine Modulation im langwelligen Wellenlängenbereich unterhalb einer Energie von 3 eV. Wie ich schon im letzten Abschnitt gezeigt habe, tauchen auch bei Laserdioden auf GaN-Substrat parasitäre Wellenleitermoden auf. Im Gegensatz zu den Laserdioden auf SiC-Substrat ist hier jedoch die Ankopplung der optischen Mode in das Substrat stärker. Von diesen Dioden ist mir nur der grobe Aufbau bekannt.

Man sieht, dass durch eine Erhöhung des Stroms die durch die parasitäre Wellenleitermode verursachte Modulation abnimmt. Ein Vergleich mit der Simulation nach der Transfermatrix-Methode kann auch dieses Verhalten darstellen. Abbildung 6.17 zeigt die Form der optischen Mode für unterschiedliche Werte der Verstärkung pro Quantentopf. Man sieht, dass auch die Simulation eine Bevorzugung der parasitären Wellenleitermode bei niedriger Verstärkung liefert. Bei sehr hoher Verstärkung kann

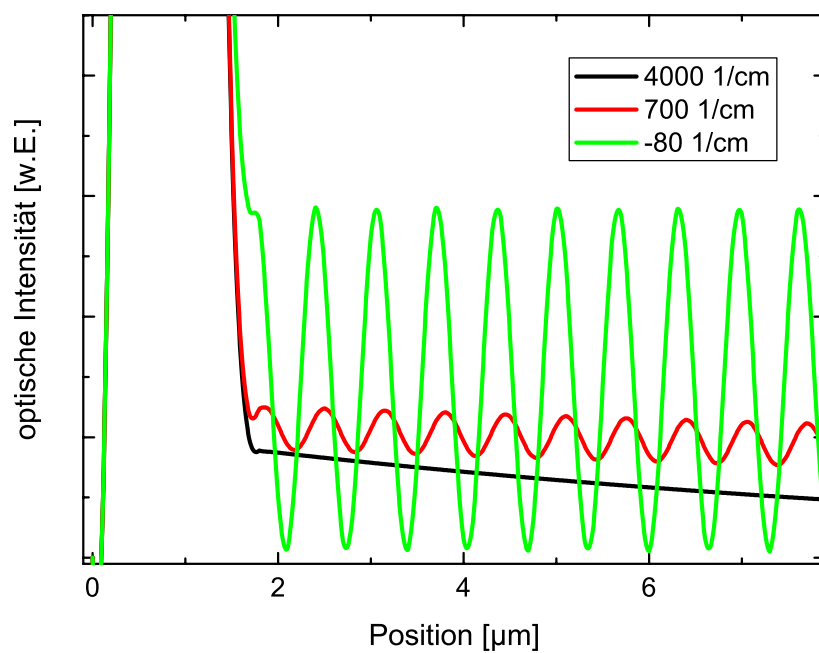


Abbildung 6.17: Berechnete Verteilung der optischen Mode für unterschiedliche Werte der Verstärkung pro Quantentopf.

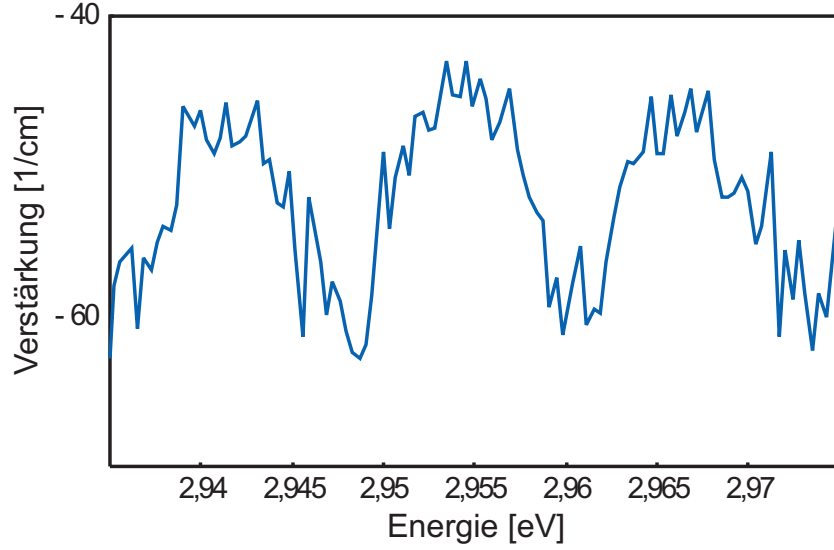


Abbildung 6.18: Verstärkungsspektrum einer Laserdiode auf GaN-Substrat. Die Modulation wird durch parasitäre Wellenleitermoden verursacht.

man keine parasitäre Wellenleitermode mehr erkennen.

Abbildung 6.18 zeigt einen Ausschnitt aus dem Verstärkungsspektrum. Hier kann man die Modulation, die durch die parasitären Wellenleitermoden verursacht wird, sehr deutlich sehen. Ein Vergleich mit den Simulationen aus Abbildung 6.11 ergibt rechnerisch eine Modulationsperiode von etwa 16 meV. In diesem Experiment erscheint eine Periode von (13 ± 1) meV. Da die genaue Struktur der Diode nicht bekannt ist, sondern nur die ungefähren Ausmaße der einzelnen Schichten, erhält man hier eine gute Übereinstimmung von Experiment und Theorie. Die internen Verluste dieser Diode sind mit 80 cm^{-1} im Vergleich zu Laserdioden auf SiC-Substrat sehr hoch. Die Ursache dieser hohen Verluste ist nicht bekannt, kann aber mit der schlechten Substratqualität in Zusammenhang gebracht werden.

Auffällig bei diesen Laserdioden war auch das Fernfeld der optischen Mode. Abbildung 6.19 zeigt Aufnahmen der Intensitätsverteilung, die mit einem Nahfeldmikroskop (engl. Scanning Nearfield Microscope, SNOM) aufgenommen wurden [47]. Dabei wurde die Glasfaserspitze schrittweise von der Oberfläche entfernt und jedesmal die zweidimensionale Intensitätsverteilung der optischen Mode aufgenommen. Dadurch erhält man den Übergang des Nahfelds der optischen Mode zum Fernfeld. Dabei sieht man recht deutlich, wie sich aus der parasitären Wellenleitermode im Substrat mehrere Nebenmoden zur eigentlichen Lasermode bilden. In Abbildung 6.19 wurde nur die Entwicklung der ersten $20 \mu\text{m}$ beobachtet, da hier die Grenzen des Nahfeldmikroskops erreicht waren. Auch hier kann man eine Simulation der optischen Mode dazu verwenden, die Modulation im Nahfeld der optischen Mode zu simulieren.

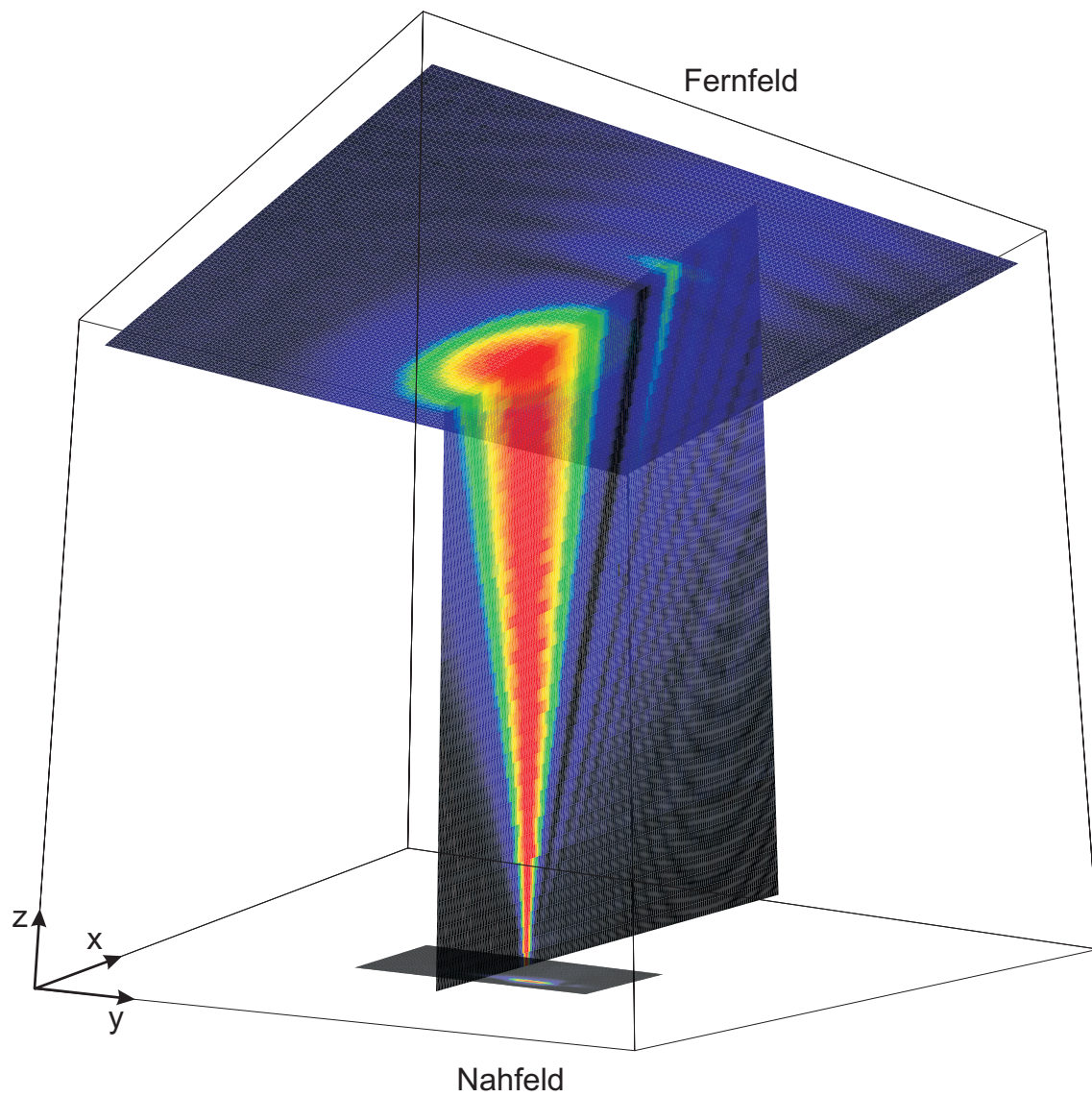


Abbildung 6.19: Entwicklung der Intensität des Nahfelds zum Fernfeld, aufgenommen mit einem SNOM und in Falschfarben dargestellt.[47]

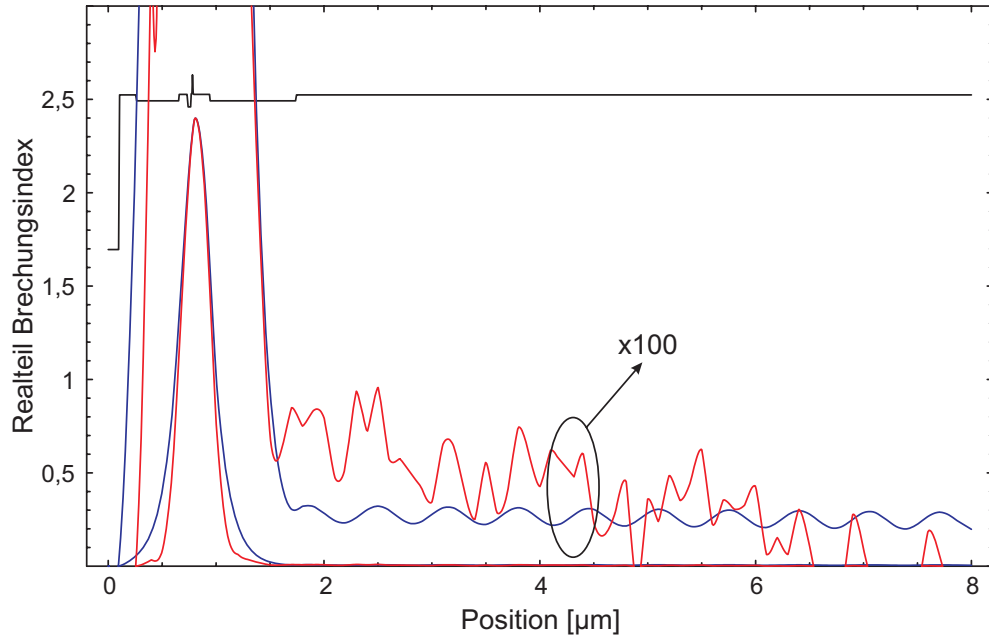


Abbildung 6.20: Vergleich der Intensitäten der optischen Mode, gerechnet nach der Transfermatrix-Methode (blau) und aus dem SNOM-Experiment (rot).

In Abbildung 6.20 sieht man die Intensitäten der optischen Mode, wie sie durch die Transfermatrix-Methode bestimmt wurden. Als Grundlage für diese Simulation wurde die Struktur aus Tabelle 6.2 verwendet. Diese Werte sind nur grobe Näherungen und spiegeln nur den ungefähren Aufbau wieder. Der Vergleich zeigt aber eine gute Übereinstimmung der SNOM-Messungen mit dem theoretischen Verlauf der parasitären Mode.

Insgesamt sieht man eine sehr gute Übereinstimmung der theoretischen Berechnung der optischen Mode mit den im Experiment gemessenen Werten. Aufgrund dieser guten Vorhersagbarkeit kann man die Struktur der Laserdioden vor dem Wachstum optimieren und die Intensität der parasitären Wellenleitermode im Rahmen der Wachstumsmöglichkeiten minimieren. Am Beispiel einer Laserdiode auf GaN-Substrat konnte so die Intensität der parasitären Wellenleitermode um drei Größenordnungen verkleinert werden.

6.5 Untersuchung von Kinks in der I – P –Kennlinie

Diese Kinks treten bei manchen Dioden auf und äußern sich durch ein typisches Verhalten in der I – P –Kennlinie. Man spricht in diesem Zusammenhang von einem Kink, wenn in der I – P –Kennlinie nicht mehr der typische lineare Verlauf auftritt, sondern die optische Ausgangsleistung trotz steigender Stromstärke durch die Diode

Material	Dicke [nm]	Dämpfung / Verstärkung	rel. Temp. [K]
Au	100		
GaN:Mg	150	-0,00038	
Al _{0,05} Ga _{0,95} N:Mg	400	-0,00038	+10
GaN:Mg	100	-0,00038	+20
Al _{0,13} Ga _{0,87} N:Mg	30	-0,00038	+30
GaN	6		+40
In _{0,05} Ga _{0,95} N	2,5	+0,008	+40
GaN	6		+40
In _{0,05} Ga _{0,95} N	2,5	+0,008	+40
GaN	6		+40
In _{0,05} Ga _{0,95} N	2,5	+0,008	+40
GaN:Si	100		+20
Al _{0,05} Ga _{0,95} N:Si	800		+10
GaN:Si	100000		
Au	100		

Tabelle 6.2: Schematischer Aufbau einer OSRAM–Lasertiode auf GaN–Substrat. Bei den p–dotierten Schichten wird eine zusätzliche Dämpfung durch nichtstrahlende Rekombination an Mg–H–Komplexen angenommen. In den Quantentrögen wird zusätzlich eine Verstärkung eingestellt.

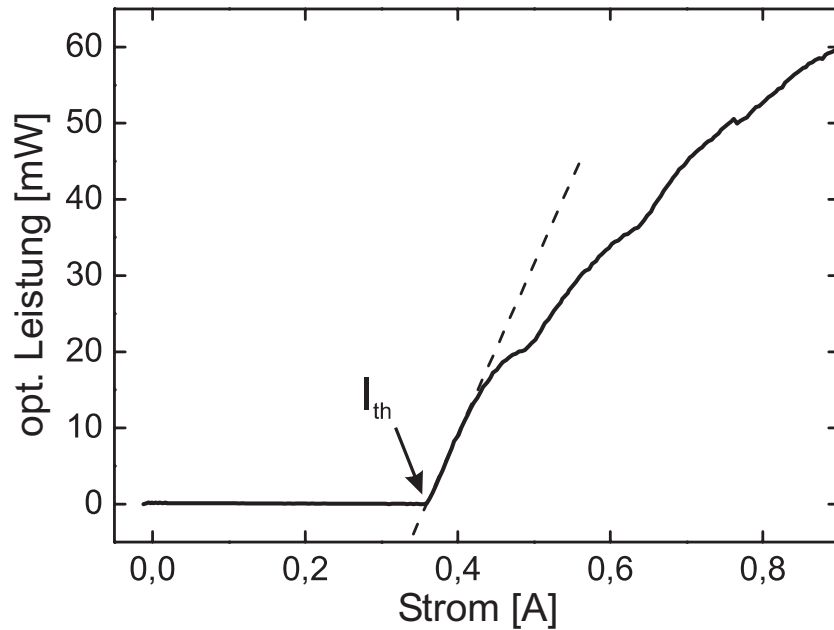


Abbildung 6.21: I - P -Kennlinie einer OSRAM-Laserdiode auf SiC-Substrat.

nicht weiter zunimmt, oder sogar abnimmt, wie man es bei thermischem Überrollen beobachten kann. Im Gegensatz zum thermischen Überrollen erholt sich die Diode jedoch wieder und es folgt wiederum ein linearer Anstieg. Dieser hat jedoch meist eine andere Steilheit als der vorherige lineare Anstieg der Intensität der optischen Mode mit dem Strom. In Abbildung 6.21 ist der typische Verlauf einer I - P -Kennlinie für eine OSRAM-Laserdiode auf SiC-Substrat dargestellt.

Ebenfalls ist in dieser Abbildung die Laserschwelle I_{th} eingezeichnet. Man sieht sehr deutlich, dass diese Laserdiode vom linearen Verhalten von Strom und optischer Intensität ab etwa 450 mA abweicht. Dieser Kink ist relativ schwach ausgeprägt. Die optische Ausgangsleistung kann bei einem Kink fast komplett auf Null zurückgehen.

6.5.1 Spektrale Analyse der Kinks

Diese Kinks in der I - P -Kennlinie werden mit longitudinalen oder transversalen Modensprüngen in Zusammenhang gebracht und entstehen aus Nichtlinearitäten im Laserresonator [36, 27]. Um welchen Typ es sich handelt, kann mit dem Aufbau der Hakki-Paoli-Messungen in Erfahrung gebracht werden.

Zu jeder transversalen Mode gehört eine longitudinale Modenschar. Ändert sich nun die transversale Mode, so sind auch die zugehörigen longitudinalen Moden spektral leicht zueinander verschoben. Da für eine Hakki-Paoli-Messung eine hohe spektrale Auflösung benötigt wird, kann man mit diesem Aufbau auch feststellen, ob sich der Modenkamm einer transversalen Mode verschiebt, oder ob sich nur innerhalb einer

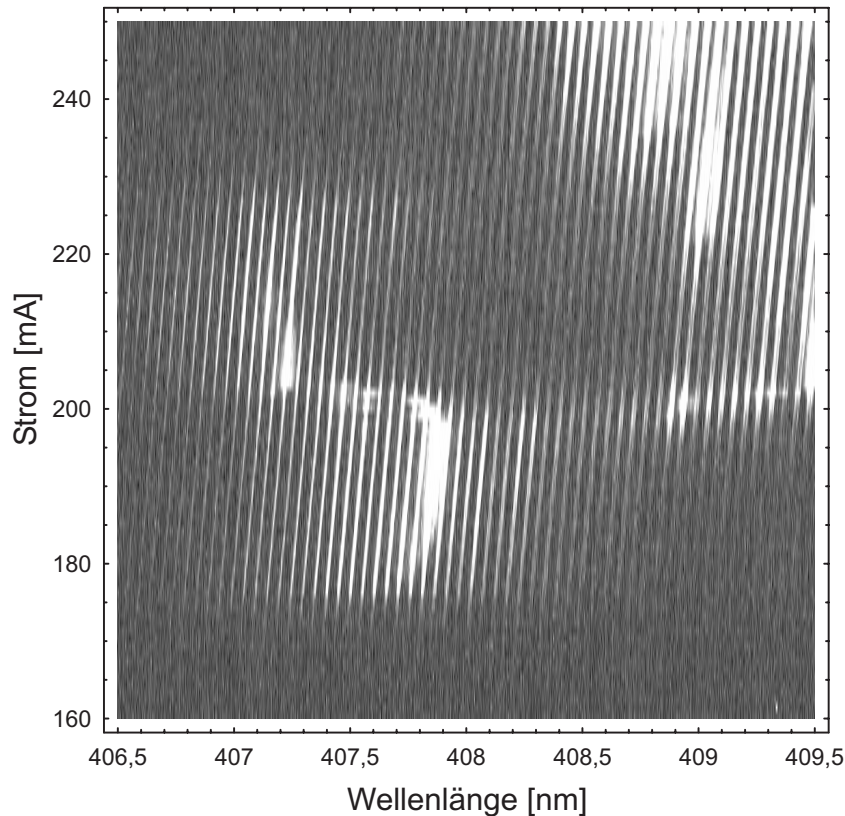


Abbildung 6.22: Dichteplot der optischen Intensität einer OSRAM-Laserdiode auf SiC-Substrat in Abhängigkeit der Wellenlänge und des angelegten Stroms.

Modenschar eine weitere dominante longitudinale Mode ausbildet.

Um einen Kink als solchen zu identifizieren benötigt man die I – P -Kennlinie der Diode. Diese muss man jedoch nicht extra messen. Ein Messkopf für die optische Leistung integriert über alle Wellenlängen und liefert einen Wert, der, mit der richtigen Eichung, der optischen Leistung entspricht. Hier genügt es allerdings, die Intensität nur über einen Ausschnitt des Spektrums zu integrieren, da im Laserbetrieb der Großteil der optischen Leistung in einem stark eingeschränkten Spektralbereich sitzt. Eine Eichung ist ebenfalls nicht notwendig, da nur ein Abweichen vom linearen Verhalten über der Laserschwelle beobachtet werden muss, um einen Kink zu identifizieren.

In Abbildung 6.22 ist ein Dichteplot der optischen Intensität in Abhängigkeit der Wellenlänge sowie der Stromstärke durch die Diode dargestellt. Man kann sehr gut den Modenkamm erkennen und den dynamischen Wechsel der dominanten longitudinalen Moden. Es handelt sich aber durchgehend um die gleiche Modenschar, d. h., man sieht nirgends eine unstetige spektrale Verschiebung der longitudinalen Moden. In diesem Fall ist ein transversaler Modensprung auszuschließen. Die leichte Verschiebung der Modenschar mit steigendem Strom ist auf den temperaturabhängigen Brechungsindex zurückzuführen. Mit steigendem Strom erhöht sich die Temperatur

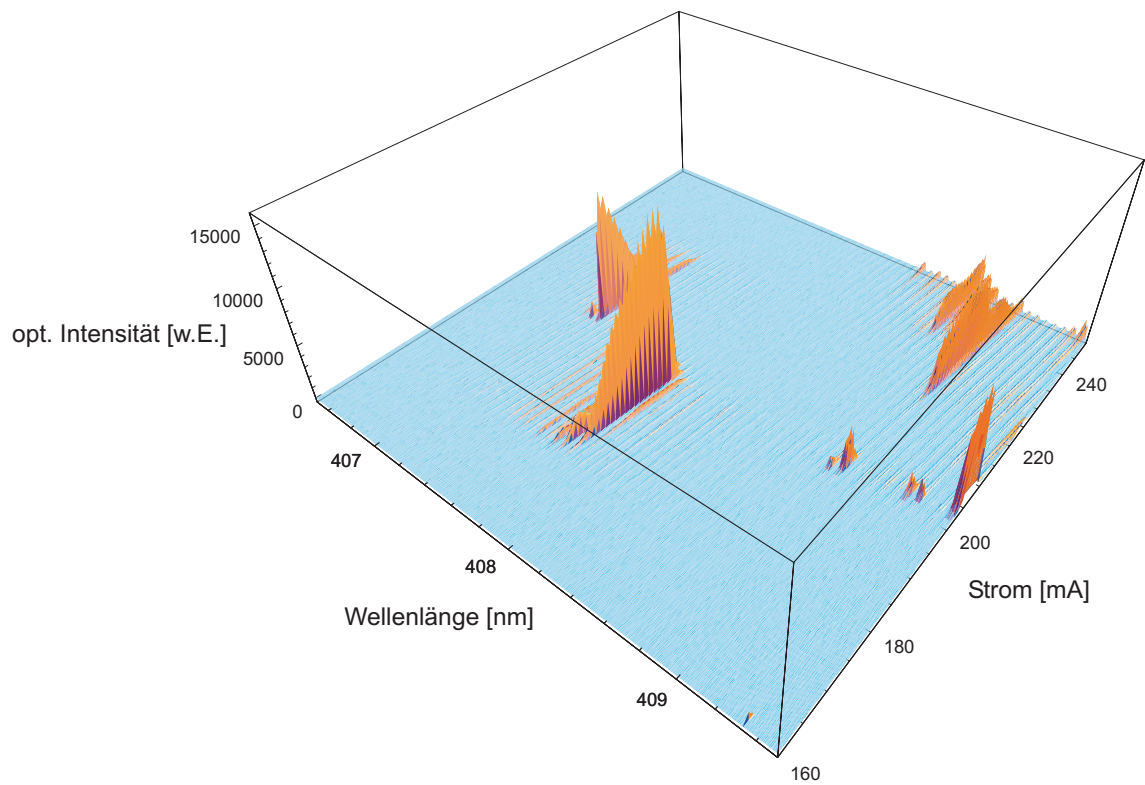


Abbildung 6.23: 3D-Darstellung der optischen Intensität einer OSRAM-Laserdiode auf SiC-Substrat in Abhängigkeit der Wellenlänge und des angelegten Stroms.

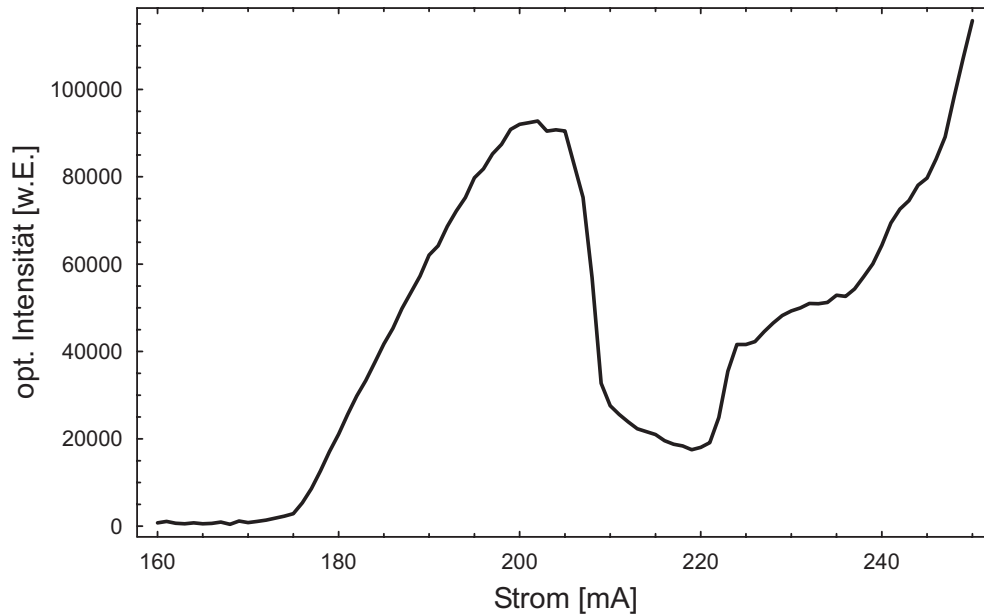


Abbildung 6.24: I – P –Kennlinie einer OSRAM–Laserdiode auf SiC–Substrat, errechnet aus den Daten des Modenspektrums aus Abbildung 6.22 bzw. 6.23.

und damit auch der Brechungsindex der einzelnen Schichten. In Abbildung 6.23 sind die gleichen Messdaten in einer dreidimensionalen Darstellung nochmals abgebildet. Man sieht auch in dieser Darstellung den dynamischen Wechsel der dominanten longitudinalen Mode.

In Abbildung 6.24 ist die I – P –Kennlinie dieser OSRAM–Laserdiode auf SiC–Substrat aus dem Modenspektrum berechnet. Im Gegensatz zum Kink aus Abbildung 6.21, geht in diesem Fall die optische Ausgangsleistung fast auf Null zurück. Man kann den longitudinalen Modensprung aus Abbildung 6.23 in sehr gute Übereinstimmung mit dem Einbruch der optischen Intensität in Abbildung 6.24 bringen.

Bei dieser Diode ist der Kink in der I – P –Kennlinie mit einem longitudinalen Modensprung in Zusammenhang zu bringen. Wir haben an zahlreichen vergleichbaren Laserdioden nur longitudinale Modensprünge mit Kinks beobachtet und können eine zufällige Übereinstimmung ausschließen. Um jedoch einen Zusammenhang zwischen Struktur der Laserdiode und der Art der Modensprünge zu erkennen, stehen zu wenig Messungen mit verschiedenen Schichtstrukturen zu Verfügung, bei denen auch das Spektrum gemessen wurde.

6.5.2 Verhalten der Kinks während der Alterung

Kinks in der I – P –Kennlinie sind oft nicht sofort bei einer Diode zu erkennen, sondern entstehen erst während der Alterung. Auffällig dabei ist, dass die Kinks während

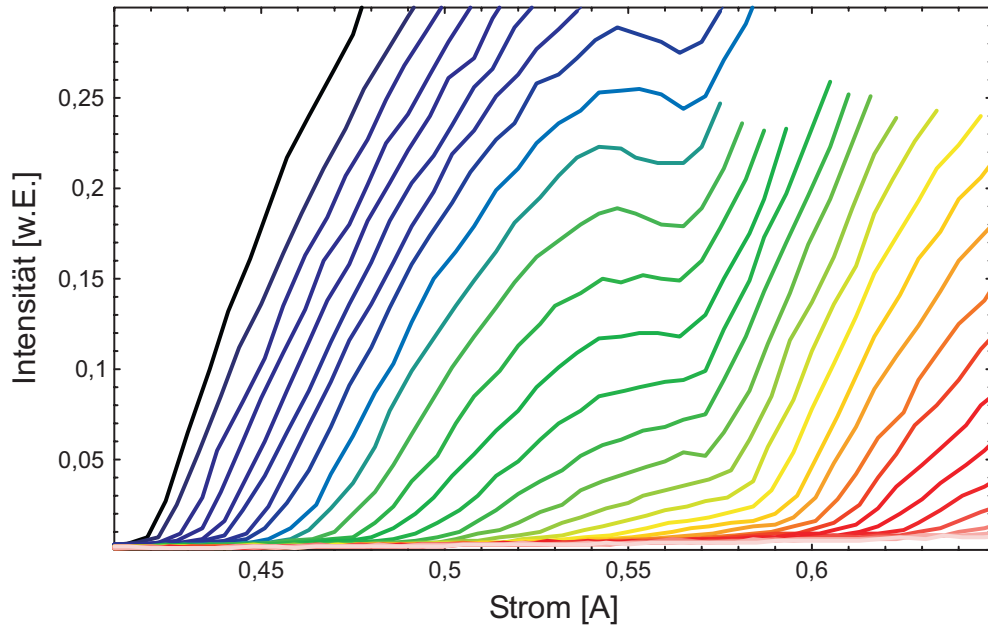


Abbildung 6.25: Entwicklung von I - P -Kennlinien während der gepulsten Alterung einer OSRAM-Laserdiode auf SiC-Substrat, die einen Kink aufweist.

der Alterung einer Laserdiode immer beim gleichen Strom auftauchen, und nicht abhängig von der gerade emittierten optischen Leistung sind.

In Abbildung 6.25 sieht man die Entwicklung von I - P -Kennlinien einer OSRAM-Laserdiode auf SiC-Substrat während der Alterung. Die Diode hatte am Anfang der Alterung noch keinen Kink gezeigt; in Abbildung 6.25 ist diese Kurve in schwarz dargestellt. Während der Alterung hat sich dann ein Kink bei einer bestimmten Stromstärke bzw. Verlustleistung herausgebildet und ist während der Alterung an dieser Position geblieben. Die optische Intensität hat sich während der Alterung bei dieser Stromstärke bzw. Verlustleistung stark verändert. Am Ende dieser Alterungsmessung ist der Kink unter die Laserschwelle gesunken und daher nicht weiter nachweisbar. Dieser Zustand ist in Abbildung 6.25 durch die roten Kurven dargestellt.

6.5.3 Temperaturabhängigkeit der Kinks

Da sich die Position eines Kinks in der I - P -Kennlinie während der Alterung nicht ändert, wird nun die Laserdiode auf einem C-Mount bei unterschiedlichen Temperaturen gepulst betrieben. Jetzt wird allerdings nur die Temperatur bei den Messungen verändert und die Diode wird durch niedrige Duty-Cycles nur wenig belastet, damit kein Alterungseffekt auftritt. Abhängig von der Temperatur der Laserdiode wird die Verlustleistung bestimmt, bei der die I - P -Kennlinie vom linearen Verlauf abweicht, d. h., es wird die Verlustleistung bestimmt, bei der der Kink auftritt. In

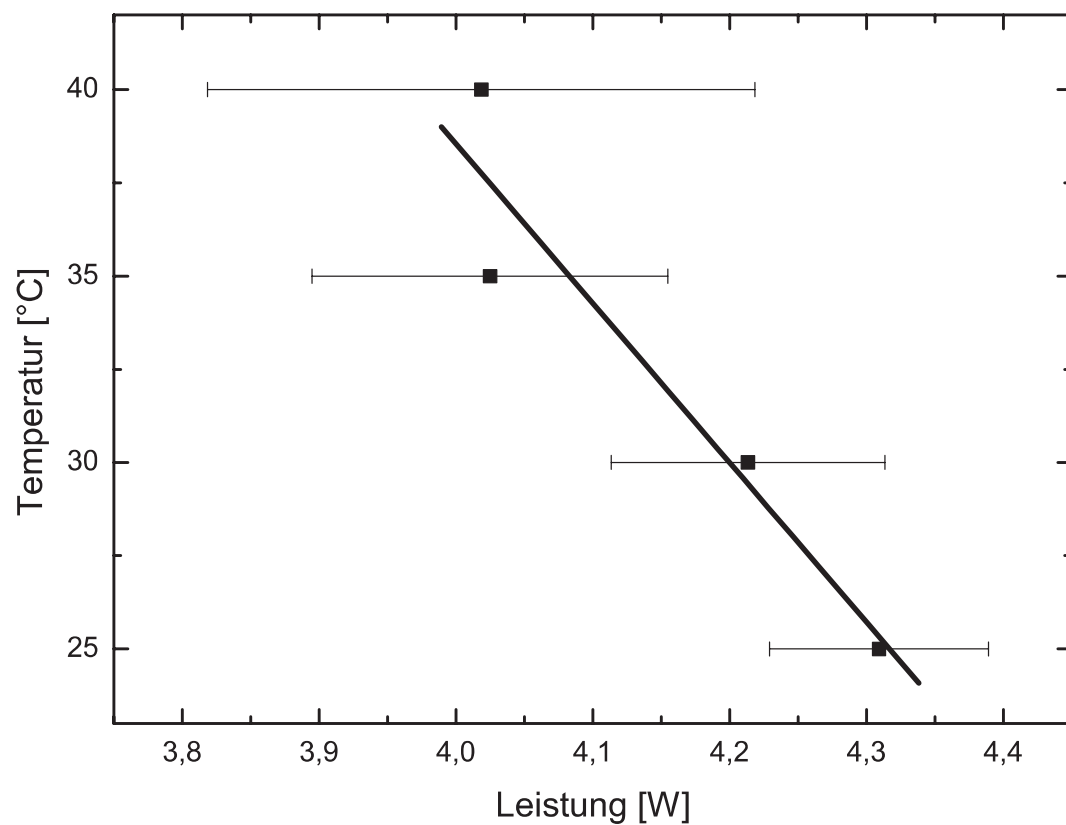


Abbildung 6.26: Position des Kinks in der I – P –Kennlinie in Abhängigkeit der verbrauchten elektrischen Leistung und der Temperatur des Kupferblocks.

Abbildung 6.26 sind die elektrischen Verlustleistungen, bei denen der Kink auftritt, in Abhängigkeit der Temperatur aufgetragen. Die Laserdiode liefert immer weniger optische Ausgangsleistung, je höher die Umgebungstemperatur ist. Daher wird es immer schwieriger, die Position des Kinks in der I – P –Kennlinie festzustellen und der Fehler, mit der die Position des Kinks bestimmt werden kann, nimmt zu. Trotzdem kann man einen linearen Fit durch die so ermittelten Positionen legen, und stellt fest, dass sich der Kink um etwa (40 ± 10) K/W verschiebt.

Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass der Modensprung immer dann auftritt, wenn die Laserstruktur eine kritische Temperatur erreicht. Bei dieser kritischen Temperatur haben sich die Brechungsindices der einzelnen Schichten soweit verändert, dass eine neue Mode bevorzugt wird. Beim Wechsel der Moden geht die gesamte optische Ausgangsleistung zurück, da verschiedene Moden die Besetzungsinversion im Laser abräumen, aber noch keine dominiert. Die Temperatur der Laserstruktur wird sowohl durch die Umgebungstemperatur als auch durch die angelegte elektrische Leistung festgelegt. Wird die Umgebungstemperatur erhöht, so wird diese kritische Temperatur bei einer niedrigeren elektrischen Verlustleistung erreicht. Messungen der Gruppe von Prof. Scholz der optoelektronischen Abteilung an der Universität Ulm haben gezeigt, dass sich die Laserdioden in einem TO220–Gehäuse um etwa 20 K/W erhitzen, während sich nicht aufgelötete Barren um etwa 100 K/W aufheizen. Der hier ermittelte Wert von etwa 40 K/W bei einer aufgelöteten Laserdiode auf einem C–Mount–Halter kann somit die kritische Temperatur erklären, bei der eine neue longitudinale Mode bevorzugt wird.

Insgesamt sieht man, dass sich mit dem hier vorgestellten Versuchsaufbau eine Charakterisierung der Laserdioden nach der Hakki–Paoli–Methode vornehmen lässt. Mit dieser Methode ist es möglich, die Modenverstärkung g und die internen Verluste α_i zu bestimmen. Ein Vergleich der Simulation nach der Transfermatrix–Methode mit den experimentell ermittelten Ergebnissen zeigt eine gute Übereinstimmung für verschiedene Substrate. So war es möglich, das Auftreten einer parasitären Wellenleitermode im Experiment zu beobachten und die Laserstruktur durch die Simulation so zu verändern, dass diese im Rahmen der technischen Möglichkeiten bei der Epitaxie minimiert wird.

Durch den spektral hochauflösenden Aufbau ist es außerdem möglich, Kinks in der I – P –Kennlinie zu untersuchen und deren Herkunft zu bestimmen. Die durchgeführten Experimente zeigen beim Auftreten des Kinks einen longitudinalen Modensprung, der durch eine temperaturinduzierte Brechungsindexänderung der Laserstruktur hervorgerufen wird.

Kapitel 7

Alterungsmessungen an OSRAM–Laserdioden

In diesem Kapitel möchte ich einzelne Aspekte des Alterungsverhaltens von OSRAM–Laserdioden aufzeigen. Ich stelle zuerst den Messaufbau und die verwendeten Geräte vor, und gehe danach auf die unterschiedlichen Möglichkeiten der Alterungsexperimente ein. Als Ergebnis zeige ich verschiedene Parameter auf, die den Fortschritt der Alterung charakterisieren. Am Ende dieses Kapitels vergleiche ich noch die blauen Laserdioden von OSRAM mit roten GaAs–Laserdioden in Bezug auf das Auftreten eines katastrophalen optischen Schadens (engl. catastrophic optical damage, COD).

7.1 Messaufbau

Abbildung 7.1 zeigt den schematischen Messaufbau für Alterungsexperimente. Der komplette Versuchsaufbau ist hier in einem umgebauten Kryostaten untergebracht. Dieser kann evakuiert oder mit verschiedenen Gasen befüllt werden. Ebenso lässt sich ein beliebiger Druck im Kryostaten einstellen. In Abbildung 7.1 ist die Laserdiode *LD* auf einem Kupferblock befestigt, der durch eine Temperaturregelung auf einer bestimmten Temperatur gehalten werden kann. Der Temperaturcontroller *TEC Control ep 467* ist eine Eigenentwicklung der Elektronikwerkstatt der Physik–Fakultät der Universität Regensburg. Mit diesem Gerät ist es möglich, die Temperatur durch einen NTC–Halbleiterwiderstand zu bestimmen und mit Hilfe eines Peltier–Elements in einem Temperaturbereich von etwa 12°C bis 90°C konstant zu halten. Die Ansteuerung der Laserdiode kann auf zwei verschiedene Arten erfolgen. Bei gepulsten Messungen kommt als Stromversorgung der Pulser *Agilent 8114A* zum Einsatz, der maximale Ausgangsströme von 2 A bei maximal 100 V erlaubt (in Abbildung 7.1 als *LD-Treiber* bezeichnet). Auf Grund der kurzen Pulse von wenigen

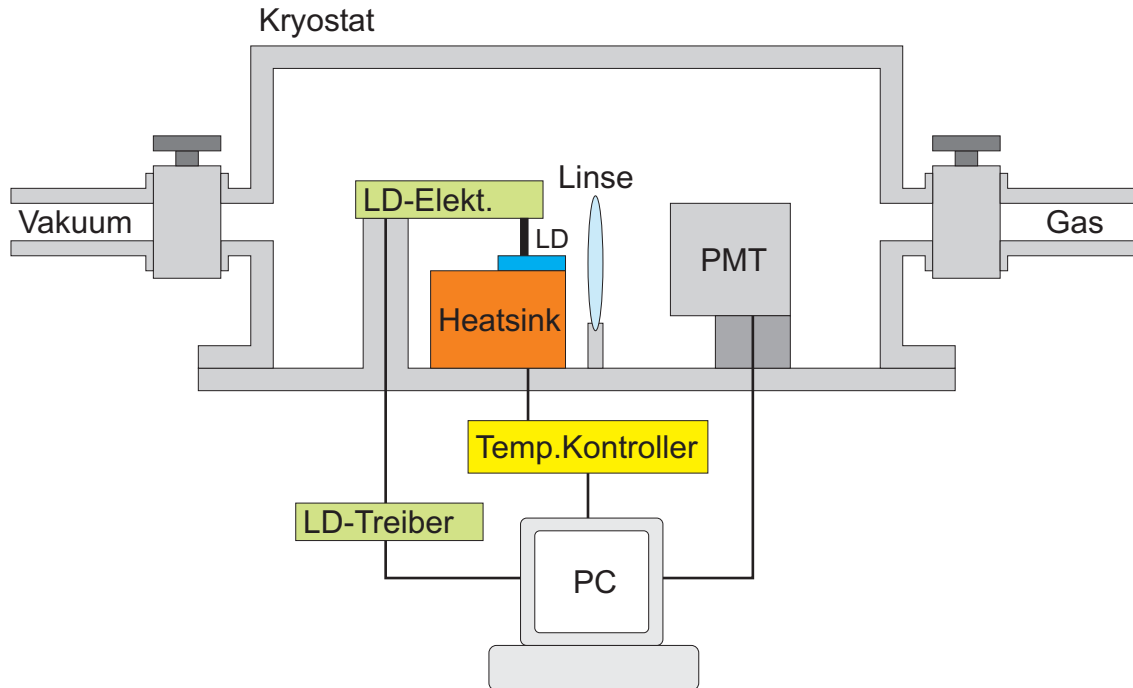


Abbildung 7.1: Skizze des Versuchsaufbaus für Alterungsexperimente.

hundert Nanosekunden kann der Pulser nur spannungsbegrenzend betrieben werden. Diese Spannungspulse werden über eine Elektronik-Schaltung *LD-Elekt.* auf die Laserdiode weitergeleitet. Diese Elektronik bietet eine Anpassung der Laserdiode an den $50\,\Omega$ -Ausgang des Pulsers. Zusätzlich ist in die Elektronik noch ein Messwiderstand eingebaut, der von einem Oszilloskop der Marke *Tektronix TDS-1012* abgetastet wird. Durch diesen Messwiderstand werden der Strom und die Spannung an der Laserdiode bestimmt und können über das Oszilloskop von einem PC ausgelesen werden. Das Licht der Laserdiode wird über eine Linse gesammelt und mit einem Photomultiplier *Hamamatsu R928* detektiert (in Abbildung 7.1 mit *PMT* beschriftet). Dieser Photomultiplier liefert das Signal ebenfalls an das Oszilloskop. Zusätzlich zu den Mittelwerten des Stroms und der optischen Intensität der Laserdiode kann auch die zeitliche Entwicklung der Intensität des Laserlichts während des Spannungspulses verfolgt und ausgewertet werden, da sowohl Photomultiplier als auch Oszilloskop eine ausreichend hohe zeitliche Auflösung bieten.

Bei cw-Messungen wird anstelle von gepulster Anregung die Stromversorgung des Netzteils *Voltcraft DPS-4005PFC* übernommen. Dieses Netzteil kann ebenfalls computergesteuert betrieben werden und liefert sowohl Messwerte für den Strom als auch für die Spannung durch die Laserdiode. Dadurch ist eine zusätzliche Elektronik, wie bei gepulsten Messungen verwendet, nicht nötig. Die Messung der optischen Intensität wird vom Leistungsmessgerät *Coherent Fieldmax Top USB* in Verbindung mit dem Messkopf *Coherent Powersense PS10* erledigt, da hier eine zeitliche Auflösung

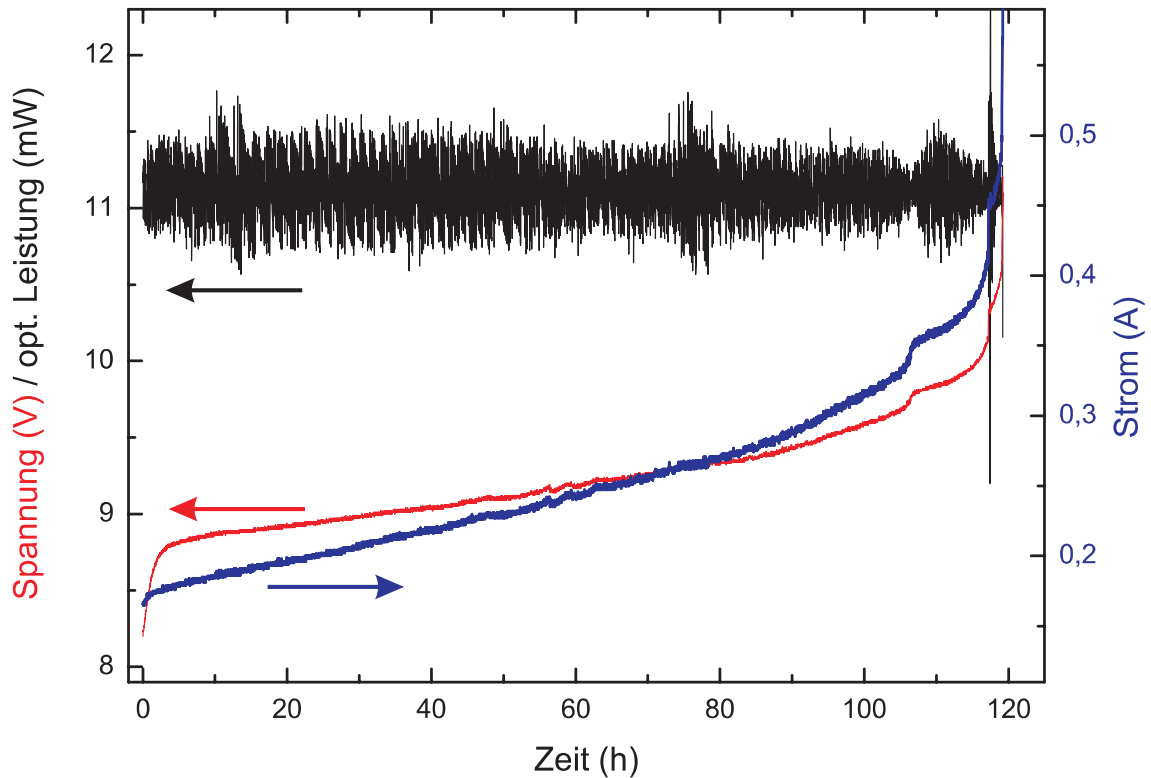


Abbildung 7.2: Zeitlicher Verlauf der Spannung (rot), des Stroms (blau) und der optischen Leistung (schwarz) während einer Alterungsmessung bei konstanter optischer Ausgangsleistung.

der Entwicklung der optischen Intensität nicht notwendig ist.

Die Aufzeichnung der Messwerte, sowie die automatisierte Steuerung wird von einem selbstentwickelten Programm übernommen. Die Auswertung der Messdaten erfolgt durch das Programm *Mathematica* der Firma *Wolfram Research*.

7.2 Alterung bei konstanter optischer Ausgangsleistung

Interessant für die kommerzielle Anwendung sind die Alterungseigenschaften bei konstanter optischer Ausgangsleistung, da diese am ehesten die spätere Nutzung der Laserdioden widerspiegeln und eine Abschätzung liefern, wie groß ihre Lebensdauer ist. Für diese Alterung habe ich immer die Alterung unter cw-Bedingungen durchgeführt. Abbildung 7.2 zeigt einen typischen Alterungsverlauf einer Laserdiode auf SiC-Substrat.

Bei einer Alterung unter cw-Bedingungen werden der Strom und die Spannung gemessen, die nötig sind, um eine bestimmte optische Mindestleistung der Laserdiode

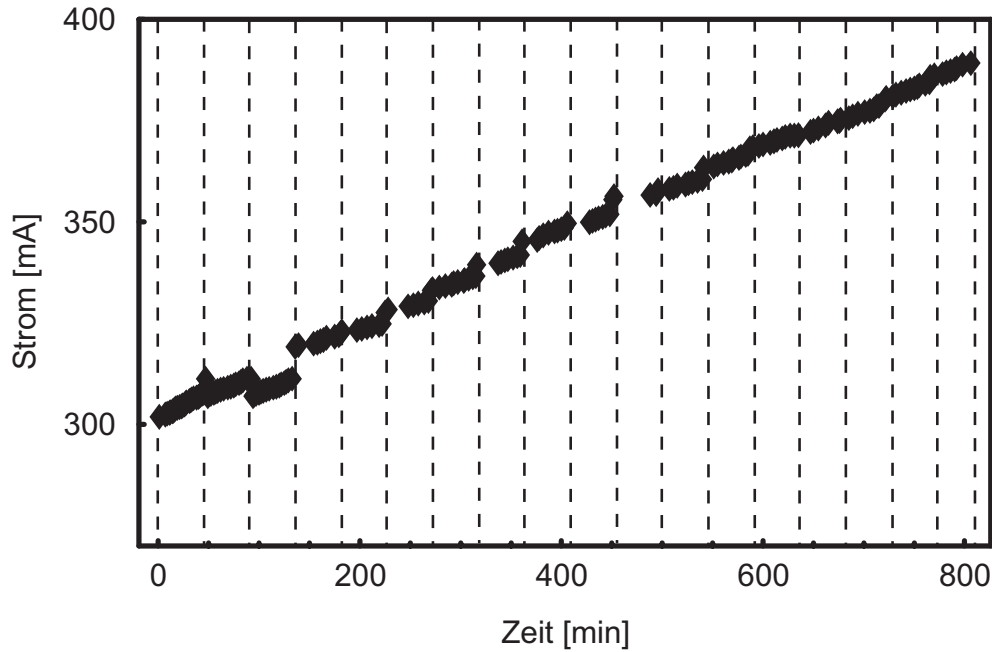


Abbildung 7.3: Verlauf der Stromstärke, die nötig ist, um mindestens 10 mW optische Ausgangsleistung zu halten. Die gestrichelten Linien bezeichnen die Unterbrechungen, an denen Hakki–Paoli–Messungen durchgeführt wurden [14].

zu erhalten. In Abbildung 7.2 ist der zeitliche Verlauf des Stroms blau, der zeitliche Verlauf der Spannung rot dargestellt, wobei eine optische Mindestleistung von 10 mW gehalten werden sollte. Man sieht, dass sich Strom und Spannung analog entwickeln. Der typische Verlauf einer Alterungskurve ist bestimmt durch eine schnelle Anfangsalterung, an die sich ein linearer Anstieg des Stroms anschließt. Bei einer kritischen elektrischen Verlustleistung geht der lineare Verlauf der Alterungskurve in einen beschleunigten Anstieg über. Das geschieht solange, bis die Laserdiode letztendlich zerstört wird, bzw. durch thermisches Überrollen, d. h. durch zu hohe Temperaturen in der aktiven Zone, die gewünschte optische Mindestleistung nicht mehr erreicht werden kann. Diese kritische elektrische Verlustleistung liegt bei Laserdioden auf SiC-Substrat bei etwa 4 W.

Um nun die Ursache dieser Alterung zu finden, kann man das Alterungsexperiment in festen Intervallen unterbrechen und die Laserdiode am Aufbau für Hakki–Paoli–Messungen charakterisieren und prüfen, welche Parameter sich ändern. In Abbildung 7.3 ist der Verlauf der Stromstärke dargestellt, die nötig ist, um mindestens 10 mW optische Ausgangsleistung zu halten. In regelmäßigen Intervallen wurde die Alterung unterbrochen und eine Messung nach dem Hakki–Paoli–Prinzip durchgeführt. So ist es möglich, sowohl die Entwicklung der maximalen Verstärkung als auch die Entwicklung der internen Verluste zu beobachten.

Abbildung 7.4 zeigt die Entwicklung der Verstärkungsspektren im Laufe des Al-

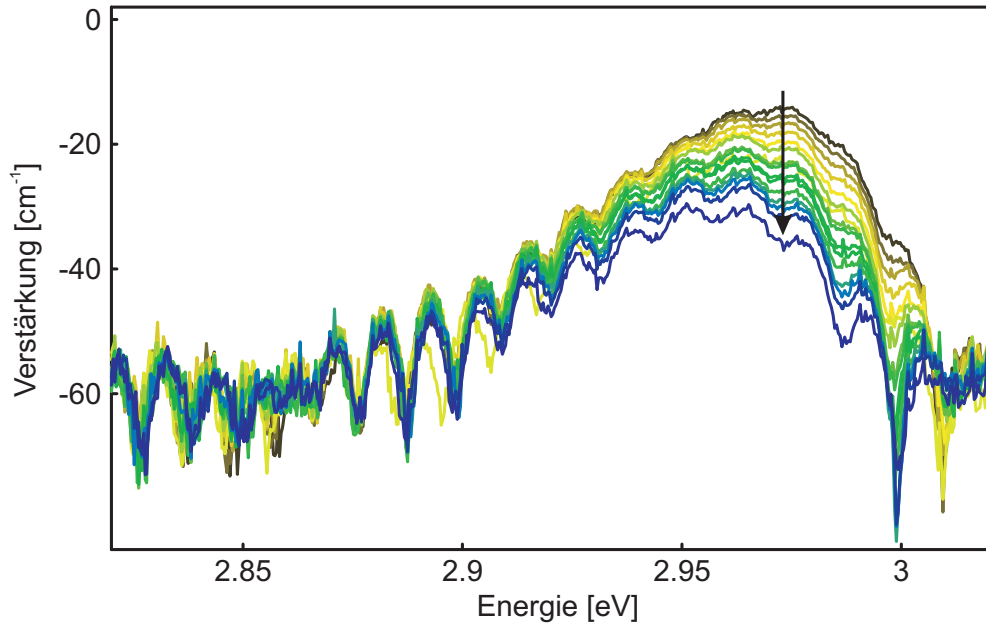


Abbildung 7.4: Entwicklung der Verstärkungsspektren im Laufe des Alterungsexperiments bei $I = 220$ mA. Der Pfeil zeigt die Richtung der zeitlichen Entwicklung an.

terungsexperiments bei $I = 220$ mA. Man sieht sehr deutlich, dass die maximale Verstärkung im Laufe der Zeit immer weiter abnimmt. Betrachtet man nur die internen Verluste, die sich im niederenergetischen Bereich unterhalb 2,85 eV zeigen, so sieht man, dass sich diese nicht verändern.

Die Entwicklung der internen Verluste ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Im Rahmen der Messgenauigkeit ist keine Änderung der internen Verluste festzustellen.

Das hier beobachtete Verhalten passt zu der Beobachtung anderer Gruppen, dass Magnesium in die aktive Zone diffundiert [18, 44, 32]. Magnesium wird bei den (Al,In)GaN-Laserdioden als p-Dotierung verwendet. Durch den Einbau von Magnesiumatomen entstehen nichtstrahlende Zentren, die ausschlaggebend für die gemessenen internen Verluste sind. Durch Diffusion von Magnesium in die aktive Zone ändert sich die Anzahl der nichtstrahlenden Zentren nicht, wodurch die gemessenen internen Verluste unverändert bleiben. Allerdings wird durch den Einbau von Magnesiumatomen in die aktive Zone die interne Quanteneffizienz erniedrigt, wodurch die effektive Verstärkung bei festem Strom reduziert wird. Es ist daher mehr Strom nötig, um die gewünschte optische Ausgangsleistung zu erreichen. Dies lässt sich auch in Abbildungen 7.2 und 7.3 beobachten. Betrachtet man die maximale Verstärkung bei festem Strom, so sieht man eine Abnahme, je mehr Magnesium in die aktive Zone eingebaut wird. Dies ist in Abbildung 7.4 dargestellt.

Dieser Alterungsmechanismus ist bei allen von mir untersuchten Laserdioden zu beobachten. Er ist allerdings nicht der einzige Grund für die Degradation von blauen

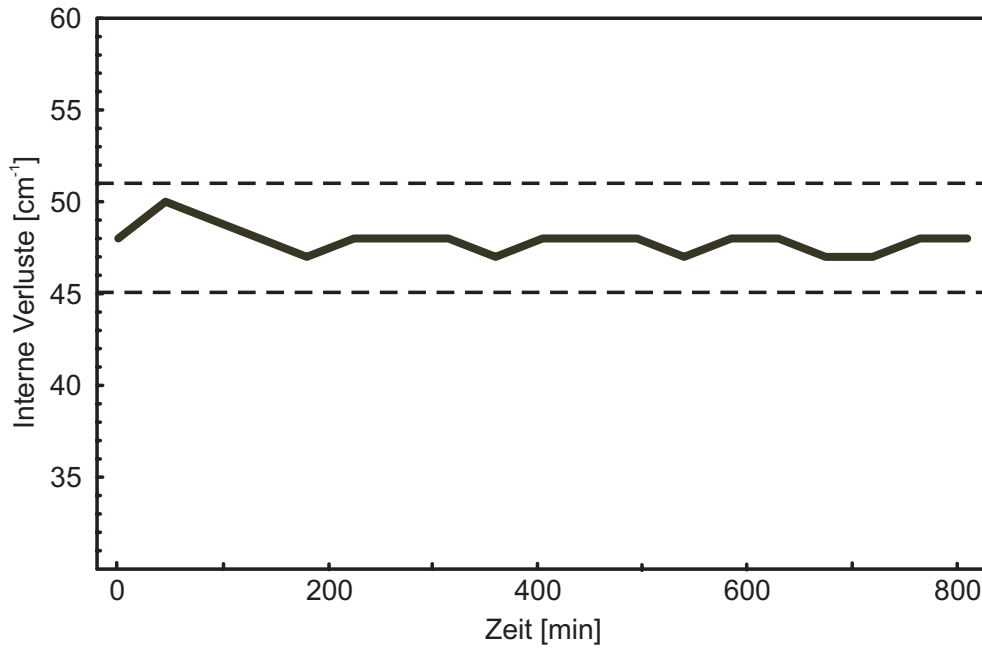


Abbildung 7.5: Entwicklung der internen Verluste im Laufe des Alterungsexperiments. Die gestrichelten Geraden geben den Messfehler wieder [14].

GaN-Laserdioden. Je nachdem, welche Laserstruktur und welches Substrat verwendet wurde, traten auch Kurzschlüsse oder Barrierenerhöhungen auf.

Die Kurzschlüsse lassen sich während der Alterung anhand der U - I -Kennlinien identifizieren und führen meist zu einer sehr schnellen Degradation. Kurzschlüsse oder schleichende Kurzschlüsse treten bevorzugt bei Laserdioden mit hohen Defektdichten auf, da sich entlang von Liniendefekten (engl. threading dislocations) bevorzugt Kurzschlüsse bilden können [25]. Durch die erhöhte elektrische Leistung, die dann nötig wird, um den Stromfluss durch die aktive Zone aufrecht zu erhalten, wird die Temperatur der Laserdiode erhöht und die Degradation beschleunigt.

Ähnlich verhält sich die Barrierenerhöhung, die während der Alterung auftritt. Hier steigt die Spannung sprunghaft an, wodurch ebenfalls eine erhöhte elektrische Leistung benötigt wird, um die optische Ausgangsleistung konstant zu halten. Die somit führt der erhöhte Strom oder die damit verbundene erhöhte Temperatur zu einer schnellen Degradation. Allerdings führt das Auftreten einer Barrierenerhöhung während der Alterung im Allgemeinen nicht zu einer so schnellen Alterung wie das Auftreten eines Kurzschlusses.

7.3 Alterung bei konstantem Strom

Die Alterung bei einer konstanten optischen Ausgangsleistung spiegelt zwar den späteren Einsatz wieder, aber durch die Änderung vieler Parameter, wie z. B. Strom,

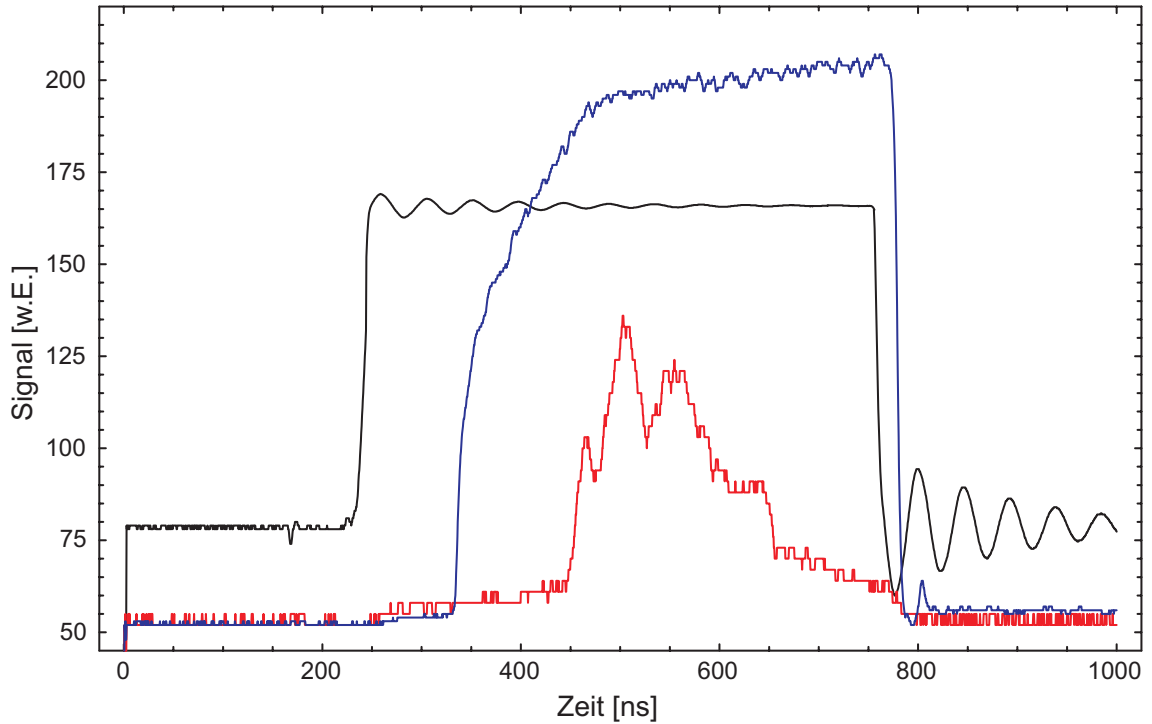


Abbildung 7.6: Spannungspuls an einer Laserdiode (schwarz) mit der zeitlichen Entwicklung der Intensität zweier verschiedener Dioden (blau, rot).

Spannung und Temperatur während der Alterung, lassen sich nur wenige Effekte quantitativ ermitteln. Hier ist es besser, die Alterung bei einem konstanten Strom durchzuführen, da durch diesen auch die Temperatur in der Laserdiode annähernd konstant gehalten wird, was ein entscheidender Faktor bei der Degradation ist. Die Alterung bei konstantem Strom habe ich üblicherweise unter gepulsten Bedingungen durchgeführt. Die Laserdiode wird dabei für eine bestimmte Zeit mit Strompulsen fester Länge und Frequenz betrieben. Das Produkt aus Pulslänge und Frequenz wird auch Duty-Cycle genannt. Danach wird die Alterung unterbrochen und eine I - P -Kennlinie gemessen, um das Voranschreiten der Laserschwelle I_{th} zu beobachten. Nach der Bestimmung dieser Kennlinie wird die Alterung wieder fortgesetzt.

Die Pulslänge beträgt üblicherweise 500 ns. Der Duty-Cycle beim Messen der I - P -Kennlinie wird auf 1:10000 gesetzt, um die Laserdiode während dieser Messung nicht zu belasten und den Alterungsverlauf nicht zu beeinflussen. Während der Alterung wird der Duty-Cycle auf 1:100 bis zu 1:5 reduziert. In Abbildung 7.6 ist die zeitliche Entwicklung des Laserlichts für verschiedene Laserdioden dargestellt. Die schwarze Linie beschreibt den Spannungspuls, der zur Anregung der Laserdiode dient. Wie bereits im Abschnitt über den Versuchsaufbau beschrieben, wird über einen Messwiderstand aus dem Spannungspuls der fließende Strom berechnet. Die Oszillationen auf dem Spannungspuls rühren von Reflektionen im Kabel her, da der Ausgang des Pulsers auf $50\,\Omega$ ausgelegt und nur grob an den Widerstand der Laserdioden

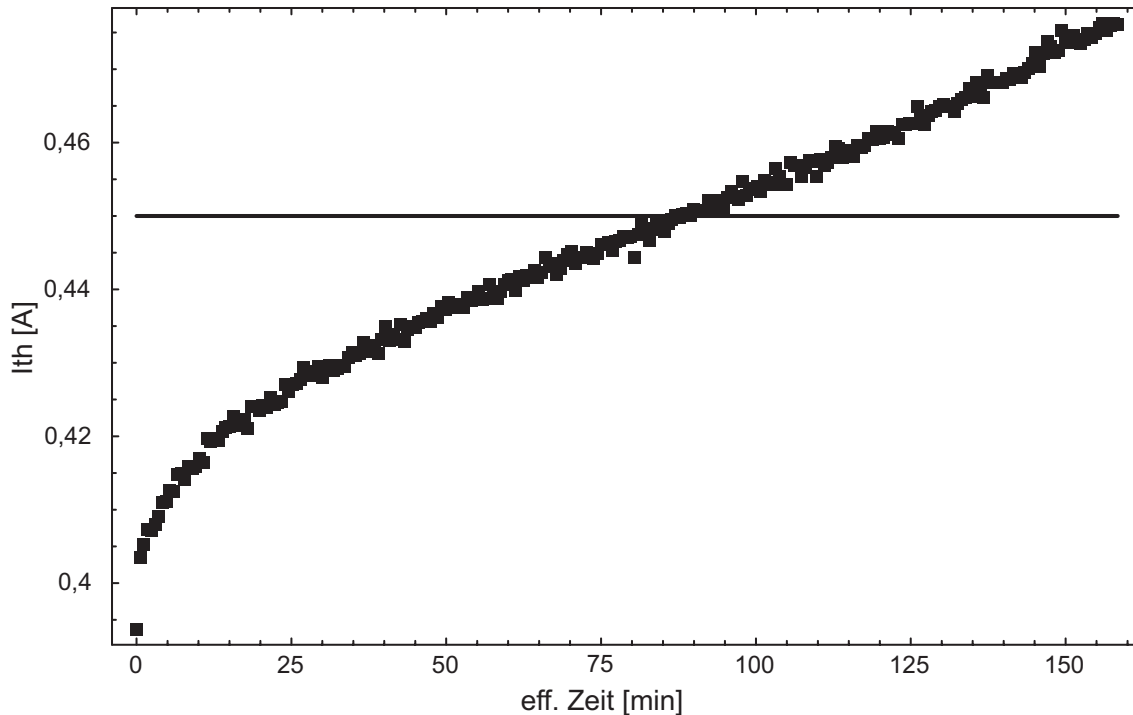


Abbildung 7.7: Typischer Verlauf des Schwellstroms I_{th} bei gepulster Alterung. Die konstante Stromstärke während der Alterung ist als durchgezogene Linie eingezeichnet.

angepasst ist. Eine Anpassung an den Widerstand der Laserdioden ist nur schwer möglich, da sich der Widerstand zum einen von Diode zu Diode unterscheidet und zum anderen stark temperaturabhängig ist. Die blaue Linie in Abbildung 7.6 zeigt den zeitlichen Verlauf des Laserlichts bei einer guten Laserdiode. Man sieht, dass der Laserpuls bis zum Schluss an Intensität gewinnt und erst mit dem Abschalten des Stroms aufhört. Die rote Kurve hingegen wird von einer schlechteren Diode erzeugt. Hier führt das Aufheizen der Laserdiode dazu, dass die Intensität des Laserlichts bereits auf Null zurückgeht, obwohl noch Strom fließt.

Es wurde beobachtet, dass Laserdioden, die bis zum Schluss lasern, tendentiell höhere Lebensdauern haben, als solche, die bereits während des Strompulses kein Laserlicht mehr aussenden. Dieser Schnelltest liefert allerdings keine allgemeingültige Aussage, ob eine Laserdiode eine sehr gute Lebensdauer erreichen wird. Schlechte Startbedingungen führen im Allgemeinen zu kürzeren Lebensdauern, allerdings sind sehr gute Startwerte keine Garantie für lange Lebensdauern und können ebenfalls zu beschleunigter Degradation führen.

Der typische Alterungsverlauf bei gepulsten Bedingungen und konstantem Strom ist in Abbildung 7.7 dargestellt. Ebenso wie bei der Alterung bei konstanter optischer Ausgangsleistung kann man hier eine schnelle Anfangsalterung beobachten, der ein langsamer Anstieg der Laserschwelle I_{th} folgt. Da bei dieser Art der Alterung der

Strom nicht nachgeregelt wird, wird auch keine kritische Anregungsleistung überschritten. Die beschleunigte Alterung über dieser kritischen elektrischen Leistung bleibt bei der Alterung bei konstantem Strom somit aus.

Üblicherweise wird bei der Alterung bei konstantem Strom nicht bis zur Zerstörung der Laserdiode gemessen, sondern es werden als charakteristische Werte der relative Anstieg der Laserschwelle nach 3, 20 und 60 Minuten im Vergleich zur Laserschwelle am Anfang der Alterung bei üblicherweise 15 kA/cm^2 gemessen. So ist es möglich, die Anfangsalterung und auch die langsame Alterung verschiedener Laserstrukturen miteinander zu vergleichen und somit Optimierungen vorzunehmen.

7.4 Alterungsraten in Abhängigkeit der optischen Ausgangsleistung

Die Alterungseffekte, wie z. B. der Anstieg der Laserschwelle, oder das Sinken der Steilheit, treten nur auf, wenn die Laserdioden betrieben werden. Bei der Lagerung in unterschiedlichsten Umgebungen kann keine Alterung festgestellt werden. Daher stellt sich die Frage, ob die Alterung mit der optischen Ausgangsleistung der Laserdiode in Zusammenhang steht, oder nur von der elektrischen Leistung bestimmt wird.

Um diese Frage zu klären, wird das Experiment so gestaltet, dass eine Laserdiode am Anfang des Alterungsexperiments im Laserbetrieb gealtert wird. Der Alterungsstrom wird hoch genug gewählt, um die Laserschwelle am Anfang noch unterhalb dieses Stroms zu halten. Im Laufe der Alterung steigt die Laserschwelle an und übersteigt zu einem gewissen Zeitpunkt die Laserschwelle. Ab diesem Zeitpunkt strahlt die Laserdiode während der Alterung nur noch spontan erzeugtes Licht ab. Die Photonendichte fällt somit um mehrere Größenordnungen.

In Abbildung 7.8 ist der Verlauf der Laserschwelle I_{th} (schwarz), sowie der Verlauf der optischen Ausgangsleistung (rot) während dieses Alterungsexperiments dargestellt. Die Temperatur der Laserdiode wird auf 25°C konstant gehalten, der Duty-Cycle der Pulse beträgt 1:10. Die horizontale Linie zeigt in dieser Abbildung den Verlauf des Stroms durch die Laserdiode während der Alterung. Am Anfang des Experiments ist die Laserschwelle deutlich unter dem eingestellten Alterungsstrom. Die offenen Kreise in Abbildung 7.8 zeigen, dass die Laserdiode im Laserbetrieb ist. Der Verlauf der Laserschwelle I_{th} zeigt den typischen schnellen Anstieg am Anfang der Alterung und dann eine Abnahme der Alterungsrate. Ebenfalls typisch für die Alterung einer unverspiegelten Laserdiode in normaler Luft ist die leichte Zunahme der Alterungsrate im Verlauf des Experiments. Eine genaue Untersuchung dieses Verhaltens liefere ich im nächsten Kapitel.

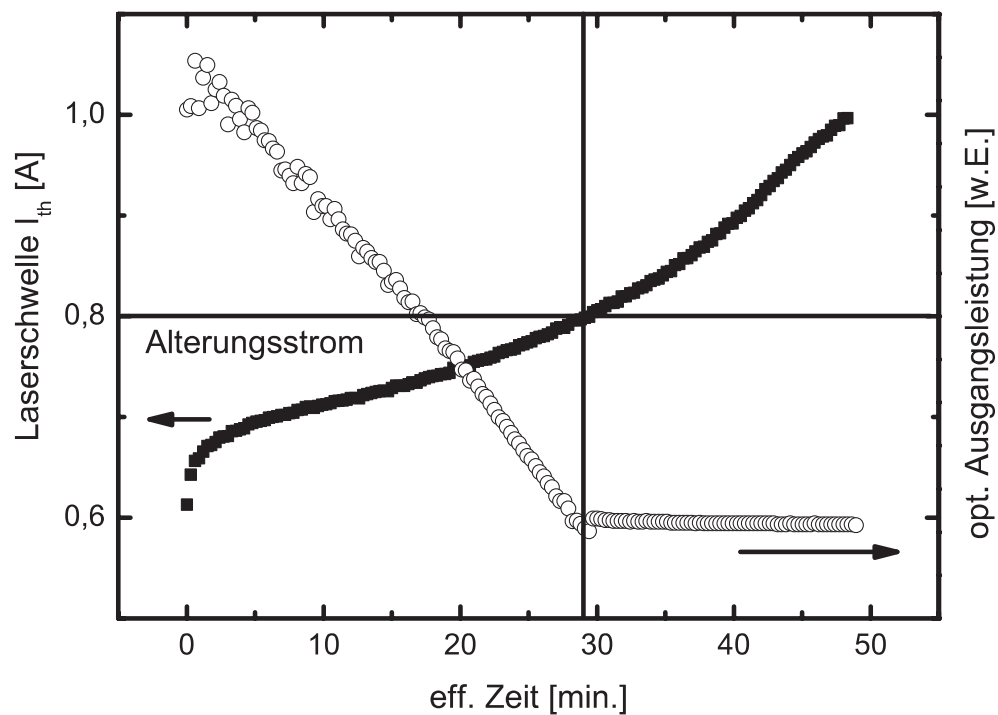


Abbildung 7.8: Verlauf der Laserschwelle I_{th} (schwarze Rechtecke) und der optischen Ausgangsleistung (offene Kreise) während der Alterung bei hohem Strom. Die horizontale Linie beschreibt den Alterungsstrom, die vertikale Linie zeigt das Ende des Laserbetriebs während der Alterung.

Im Verlauf des Alterungsexperiments steigt die Laserschwelle über den Alterungsstrom. Die optische Ausgangsleistung fällt an diesem Punkt um mehrere Größenordnungen und die Laserdiode liefert nur noch spontan erzeugtes Licht. Dieser Zeitpunkt ist in Abbildung 7.8 durch eine vertikale Linie gekennzeichnet. Allerdings zeigt der weitere Verlauf der Laserschwelle keine Reaktion auf diesen Umstand. Die Laserschwelle steigt unverändert an, es ist kein Abknicken der Alterungskurve zu erkennen und es tritt auch keine verlangsamte Alterung durch die deutlich erniedrigte Photonendichte auf.

7.5 Katastrophaler optischer Schaden

Bei Laserdioden auf GaAs-Basis kann man einen Defektmechanismus beobachten, der sehr deutlich von der optischen Ausgangsleistung abhängt. Beim als „Katastrophaler optischer Schaden“ (engl. Catastrophic Optical Damage, oder kurz COD) bezeichneten Defektmechanismus handelt es sich um ein lokales Aufschmelzen der Facette, der bevorzugt an Defekten an der Facette auftritt [12, 24]. Durch die erhöhte Absorption an diesen Defekten wird der Defekt durch die Photonen lokal aufgeheizt und dadurch vergrößert. Dieser selbstbeschleunigende Prozess führt zu einem irreparablen Defekt an der Facette.

Durch die hohe Schadensschwelle ist dieser Effekt bei GaN-Laserdioden nur schwer zu erzeugen, wobei sehr hohe Photonendichten nötig sind [56]. In Abbildung 7.9 ist der Verlauf der optischen Ausgangsleistung während der Alterung einer verspiegelten Laserdiode bei hoher optischer Ausgangsleistung dargestellt. Die Laserdiode wurde dabei bei einer Ausgangsleistung von über 100 mW betrieben. Um ein starkes Aufheizen der Laserdiode während der gepulsten Alterung bei 900 mA zu vermeiden, wurde der Duty-Cycle auf 1:10000 erhöht. Somit ist es möglich, die Diode zwischen den Pulsen auf 25°C abzukühlen und so ein akkumuliertes Aufheizen der Laserdiode zu verhindern.

Bereits nach 3,5 s bricht die optische Ausgangsleistung plötzlich ein und lässt sich durch ein Erhöhen des Stroms auch nicht wiederherstellen. Ein Vergleich der U - I -Kennlinien vor und nach der Alterung zeigen, dass es zu keinem Kurzschluss während der Alterung gekommen ist. Betrachtet man nun die Spiegel der Laserdiode unter einem Raster-Elektronen-Mikroskop, kann man beim Auskoppelspiegel deutlich einen Defekt erkennen. Abbildung 7.10 zeigt eine REM-Aufnahme des Auskoppelspiegels. Die Aufnahme zeigt dabei die Laserdiode von schräg oben, so dass sowohl die Facette als auch der oben liegende p-Kontakt sichtbar sind. Durch die dielektrische Beschichtung der Facetten ist es nicht möglich, die Schichtstruktur der Laserdiode zu erkennen. Man sieht bei dieser Aufnahme deutlich, dass sich im Bereich der op-

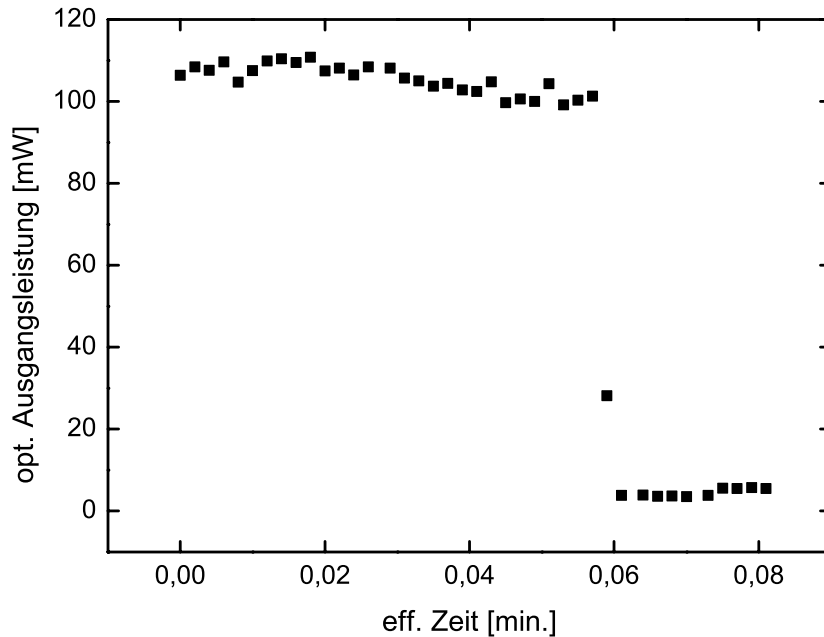


Abbildung 7.9: Verlauf der optischen Ausgangsleistung während der Alterung einer verspiegelten Laserdiode bei hoher optischer Ausgangsleistung.

tischen Mode der Spiegel verändert hat. Anders als bei GaAs-Laserdioden ist es hier nicht der Fall, dass sich die Struktur der Laserdiode selbst aufschmilzt. Hier wurde das Interface zwischen GaN und den Spiegelschichten zerstört. Durch die hohe Schadensschwelle von GaN kommt es hier zu einer Reaktion zwischen dem SiO_2 und GaN. Das kann in ähnlicher Weise beim Wachstum von ELOG-Schichten mit SiO_2 -Puffern beobachtet werden. Die aus SiO_2 und TiO_2 bestehende Schichtstruktur wurde lokal zerstört und hat so ihre Reflektivität verloren. Es ist anzunehmen, dass der Spiegel bereits vorher einen Defekt hatte, und dieser beim Catastrophic Optical Damage vergrößert wurde, da andere GaN-Laserdioden von OSRAM bereits optische Ausgangsleistungen von über 700 mW erreicht haben, ohne dass ein COD aufgetreten ist. Üblicherweise werden aber so hohe optische Ausgangsleistungen bei meinen Messungen nie erreicht, sondern werden bei maximal 15 mW abgebrochen. Daher wird dieser Effekt bei den nachfolgenden Betrachtungen vernachlässigt und, wie in diesem Kapitel gezeigt, davon ausgegangen, dass die Photonendichte während der Alterung keinen Einfluss auf die Alterungsgeschwindigkeit hat.

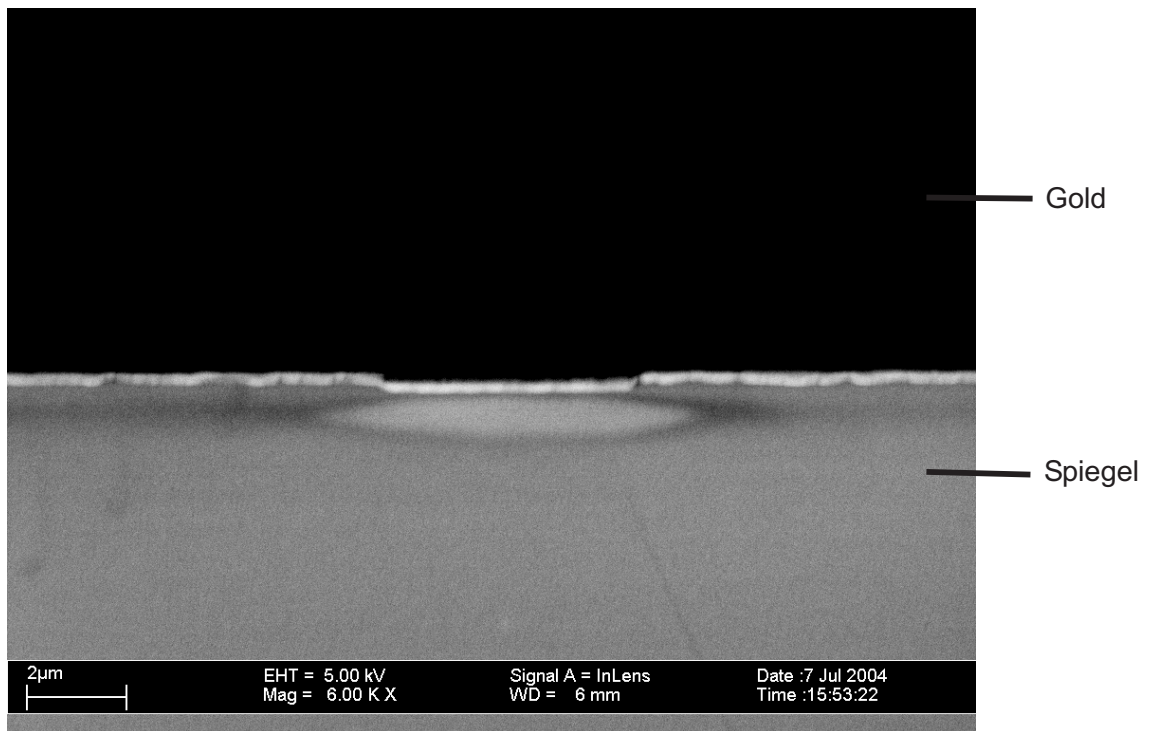


Abbildung 7.10: REM–Aufnahme des Auskoppelspiegels nach dem Auftreten eines Catastrophic Optical Damage.

Kapitel 8

Facettenalterung

In diesem Kapitel möchte ich auf den Einfluss der Facetten auf das Alterungsverhalten der OSRAM-Laserdioden eingehen. Da die Laserdioden auf einem SiC-Substrat basieren, können die Facetten wegen der gemeinsamen Kristallebene von SiC und GaN gebrochen werden. Das bedeutet, dass man den Alterungseinfluss der reinen Facetten beobachten kann, ohne dass diese durch Chemikalien verändert wurden. Bei Laserdioden mit Saphir-Substrat müssen die Facetten geätzt werden und erhalten so eine zusätzliche chemische Behandlung, die als Passivierung fungieren kann. Ich möchte zuerst den Unterschied im Alterungsverhalten von Laserdioden mit beschichteten und unbeschichteten Facetten zeigen, sowie auf den Einfluss von unterschiedlichen Beschichtungen eingehen. Danach stelle ich Alterungsmessungen in unterschiedlichen Atmosphären vor und zeige die Ursache der schnellen Degradation auf. Ich gehe besonders auf die Alterung in Atmosphären mit Wasserdampf ein und stelle ein einfaches Modell zur Beschreibung der Alterungsrate auf. Am Ende dieses Kapitels zeige ich noch das Alterungsverhalten von Laserdioden auf SiC-Substrat in reinem Stickstoff und das selbstreinigende Verhalten der Laserdioden.

8.1 Alterung von Dioden mit unterschiedlich behandelten Facetten

Ausgangspunkt der Alterungsmessungen mit unterschiedlich behandelten Facetten war eine Messung in Zusammenarbeit mit Volker Kümmler [31]. In Abbildung 8.1 ist das Alterungsverhalten von Laserdioden mit unterschiedlich behandelten Facetten dargestellt. Das zugrundeliegende Experiment ist dabei in drei Gruppen mit unterschiedlich beschichteten Facetten unterteilt. Alle Dioden wurden unter gepulsten Bedingungen an normaler Luft gealtert. Der Alterungsstrom wurde dabei auf

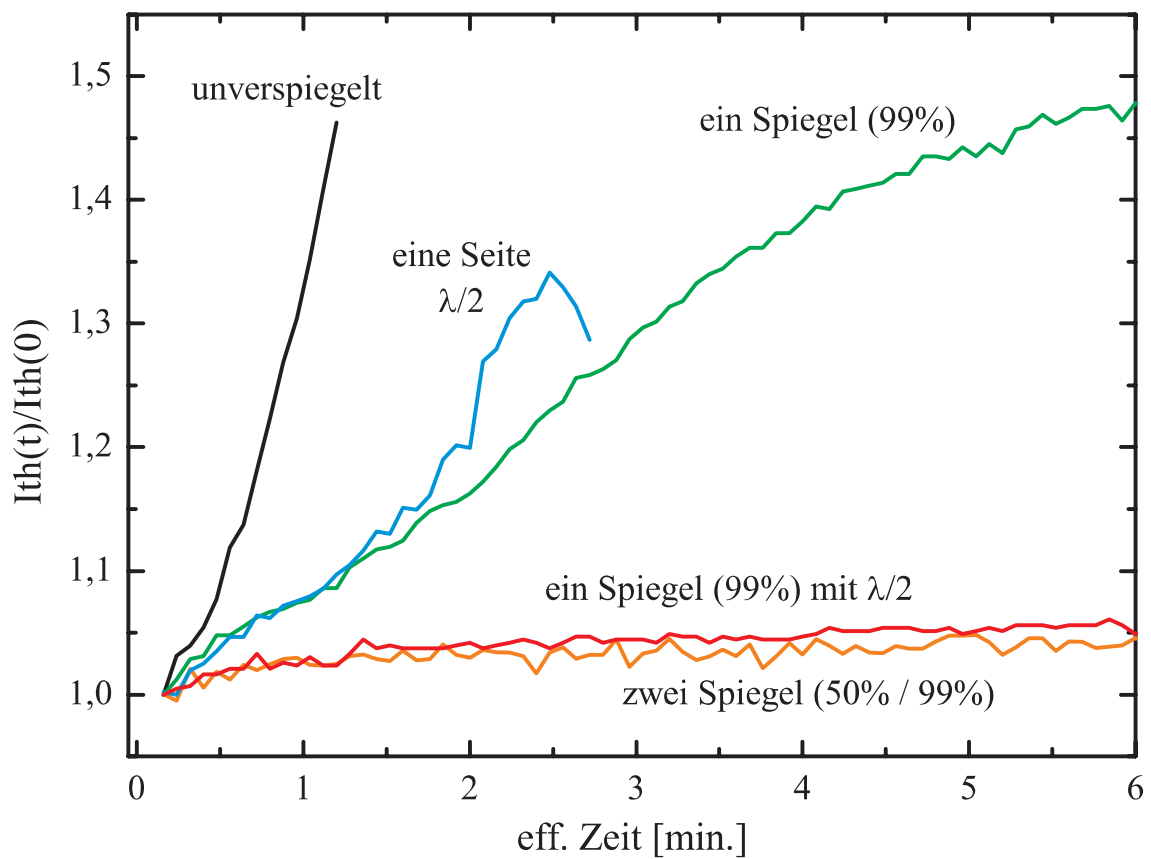


Abbildung 8.1: Alterungsverhalten von Laserdioden mit unterschiedlich behandelten Facetten.

15 kA/cm² eingestellt und der Duty-Cycle auf 1:100 festgelegt. Da dieses Experiment zu Beginn dieser Doktorarbeit durchgeführt wurde, ist die Lebensdauer der Laserdioden noch sehr gering und mit den Laserdioden, die am Ende der Doktorarbeit benutzt wurden, nicht zu vergleichen. Die Temperatur der Diodenmontierung wurde auf 25°C konstant gehalten.

Zum einen wurde eine Laserdiode komplett ohne beschichtete Facetten gealtert. Man sieht dieses Experiment in Abbildung 8.1 als schwarze Linie dargestellt. In dieser Abbildung ist die Entwicklung der relativen Laserschwelle im Vergleich zur Laserschwelle am Anfang des Experiments dargestellt. Da die unterschiedlich beschichteten Laserdioden deutlich unterschiedliche Laserschwellen besitzen, ist diese Darstellung von Vorteil, da hier zwar die absoluten Werte der Laserschwelle verloren gehen, aber die Alterungsraten von unterschiedlichen Laserdioden verglichen werden können. Auffällig bei der unbeschichteten Laserdiode ist die sehr hohe Alterungsrate. Im Gegensatz dazu zeigen Laserdioden, die eine beschichtete Facette haben, eine deutlich gesenkte Degradationsrate. Bei diesen einseitig beschichteten Laserdioden wurde eine Laserdiode mit einem 99%-Spiegel gealtert, sowie eine Laserdiode mit einer $\lambda/2$ -Beschichtung. Im Gegensatz zu den $\lambda/4$ -Schichten, die den dielektrischen Spiegel normalerweise bilden, wurde hier eine SiO₂- $\lambda/2$ -Schicht aufgebracht, die die optischen Eigenschaften der Facette nicht verändert. Das bedeutet, dass die Facette immer noch eine Reflektivität von 16% gegenüber Luft aufweist, im Gegensatz zu den unbehandelten gebrochenen Facetten ist hier aber eine Schutzschicht zwischen der Laserfacette und der umgebenden Atmosphäre. Die mit einem 99%-Spiegel beschichtete Laserdiode ist in Abbildung 8.1 in Grün, die Laserdiode mit einer $\lambda/2$ -Schicht in Blau dargestellt. Beide Laserdioden zeigen ein ähnliches Alterungsverhalten und setzen sich deutlich von der Alterungsrate der unbeschichteten Laserdiode ab.

Die besten Ergebnisse wurden von beidseitig beschichteten Laserdioden erzielt. Auch hier sind wieder zwei verschiedene Laserdioden gealtert worden. Zum einen wurde eine Laserdiode mit zwei unterschiedlichen dielektrischen Spiegeln gealtert, wobei die Spiegel eine Reflektivität von 50% bzw. 99% aufwiesen. In Abbildung 8.1 ist diese Laserdiode in Orange eingezeichnet. Die zweite Laserdiode hat anstatt eines zweiten Spiegels nur eine $\lambda/2$ -Beschichtung. Der Verlauf des Alterungsexperiments dieser Diode ist in Abbildung 8.1 als rote Linie dargestellt. Auch hier zeigen beide Laserdioden eine vergleichbare Alterungsrate, die deutlich geringer ist, als die von einseitig beschichteten oder unbeschichteten Laserdioden.

Insgesamt kann man sagen, dass eine Beschichtung der Facette die Lebensdauer der Laserdiode deutlich erhöht. Dabei spielt es keine Rolle, ob die Facette durch eine optisch inaktive $\lambda/2$ -Schicht bedeckt, oder ein dielektrischer Spiegel aufgebracht ist. Somit hat die Facette einen großen Einfluss bei der Alterung von Laserdioden.

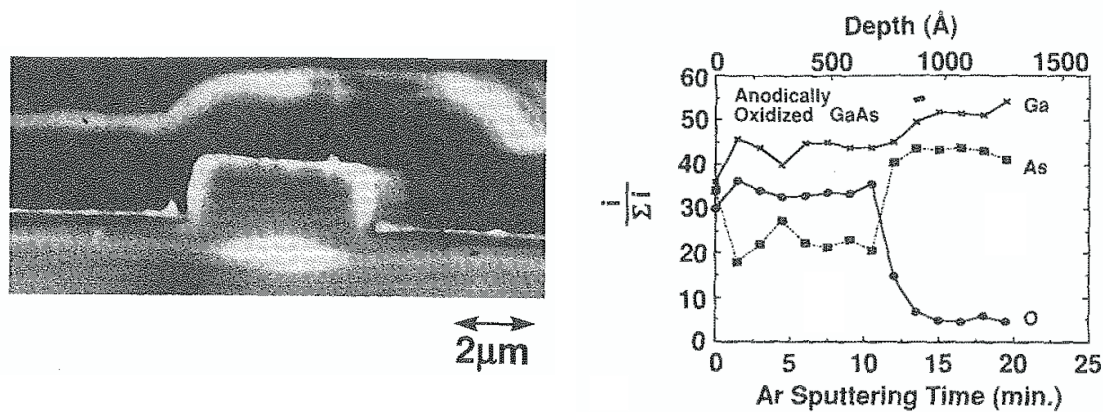


Abbildung 8.2: REM-Aufnahme einer unbeschichteten GaAs-Laserdiode nach einem Alterungsexperiment in Luft. Rechts ist das SIMS-Profil dieser Schicht aufgetragen.[45]

Bei GaAs-Laserdioden wurde dieses Verhalten ebenfalls beobachtet. Man hat versucht, dieses Verhalten durch REM-Messungen zu erklären [45]. In Abbildung 8.2 ist eine REM-Aufnahme einer unbeschichteten GaAs-Laserdiode nach einem Alterungsexperiment in Luft dargestellt. Man sieht in dieser Abbildung, dass sich im Bereich um die optische Mode ein Belag bildet. Dieser Belag wurde durch eine SIMS-Messung untersucht. Das SIMS-Profil ist in Abbildung 8.2 auf der rechten Seite dargestellt. Man sieht, dass an der Oberfläche Sauerstoff-Verbindungen zu finden sind. Das Sauerstoff-Signal lässt sich selbst nach über 50 nm noch unverändert nachweisen, es hat sich also eine dicke Oxidschicht auf der Laserfacette gebildet.

8.2 Alterung in verschiedenen Atmosphären

Die tiefe Oxidation von unbeschichteten GaAs-Laserdioden könnte auch das Verhalten der selbstbeschleunigenden Alterungsrate von GaN-Laserdioden erklären. Um nun die beschleunigte Alterung von GaN-Laserdioden zu erklären, wurden unbeschichtete Laserdioden in verschiedenen Atmosphären gealtert. Auch hier wurde wieder das Alterungsexperiment unter gepulsten Bedingungen durchgeführt. Die Laserdioden wurde bei einer Stromdichte von 15 kA/cm^2 und einem Duty-Cycle von 1:100 gealtert. Die Temperatur wurde bei 25°C konstant gehalten. Um eine möglichst reine Atmosphäre zu erhalten, wurde der Versuchsaufbau zuerst mit dem gewünschten Gas bzw. der Gasmischung ausreichend lange gespült.

Abbildung 8.3 enthält alle Ergebnisse der Alterungsexperimente in verschiedenen Atmosphären. Bei diesem Experiment wurden nur unbeschichtete Laserdioden verwendet, die alle die gleiche Laserstruktur besaßen und eine ähnliche Anfangslaser-

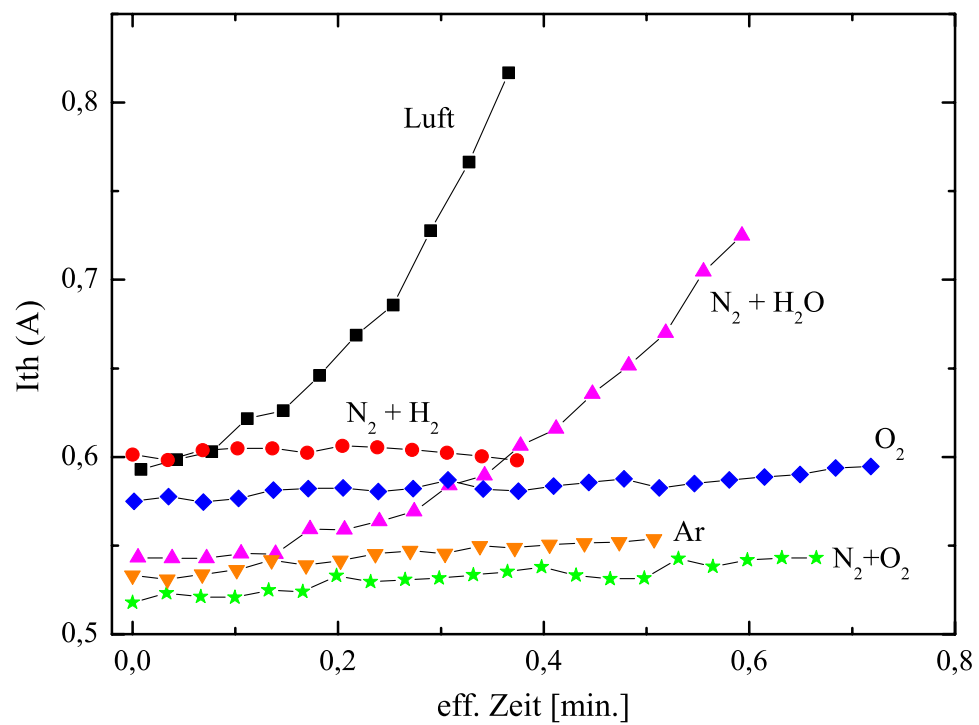


Abbildung 8.3: Verlauf der Laserschwelle unbeschichteter Laserdioden während Alterungsexperimenten in verschiedenen Atmosphären.

schwelle aufwiesen. Dazu wurde bei jeder Laserdiode die Laserschwelle an normaler Luft gemessen. Bei dieser gepulsten Messung wurde jedoch der Duty-Cycle auf 1:10000 reduziert und die Laserdiode nur kurz betrieben, so dass ein Einfluss des Betriebs an normaler Luft ausgeschlossen werden konnte. Als Referenz wurde eine Alterungsmessung in normaler Laborluft durchgeführt, dann mit vergleichbaren Laserdioden in verschiedenen Atmosphären.

Zuerst wurde ein Alterungsexperiment in einer Argon-Atmosphäre durchgeführt. Wie bei diesem inerten Gas zu erwarten war, zeigte sich keine erhöhte Alterungsrate, es war nur eine geringe Zunahme der Laserschwelle zu beobachten. Die Alterung in einer Sauerstoff-Atmosphäre zeigte keine erhöhte Alterungsrate, so wie sie in normaler Laborluft zu beobachten ist. Der reine Sauerstoff kann also nicht für die Bildung einer Oxid-Schicht auf der Laserfacette verantwortlich sein. Auch das Alterungsexperiment in einer sauerstoffarmen Atmosphäre, die aus einer Mischung von 95% N_2 und etwa 5% O_2 bestand, zeigte keine erhöhte Alterungsrate. Die Ergebnisse der Alterung in einer reinen Stickstoff-Atmosphäre werden später in diesem Kapitel vorgestellt. Ebenso wenig führte eine Alterung in einer Atmosphäre aus einer Mischung aus etwa 50% Wasserstoff und 50% Stickstoff zu einer beschleunigten Alterung.

8.2.1 Alterung in wasserdampfhaltigen Atmosphären

Alle hier verwendeten Gase werden direkt aus Gasflaschen in den Messaufbau eingeleitet und enthalten somit kaum Wasserdampf. Aus diesem Grund wurde zu der Stickstoff-Atmosphäre mit reduziertem Sauerstoff-Anteil (5%) Wasserdampf hinzugefügt. Die Luftfeuchtigkeit dieser Atmosphäre war bei 22°C gesättigt. Bei diesem Alterungsexperiment stellte sich sofort die erhöhte Alterungsrate ein, die auch in normaler Laborluft zu beobachten ist.

In weiteren Experimenten wurde dieser Zusammenhang bestätigt. Es wurden hierfür wieder Laserdioden mit identischem Schichtaufbau benutzt. In diesem Fall wurde eine Laserdiode beidseitig verspiegelt, zwei weitere Laserdioden blieben unbeschichtet. Davon wurde eine unbeschichtete Laserdiode in normaler Laborluft gealtert. Abbildung 8.4 zeigt den Verlauf der relativen Laserschwelle im Vergleich zur Laserschwelle am Anfang des Experiments (Kurve c). Unter gleichen Bedingungen wurde dann die beidseitig verspiegelte Laserdiode ebenfalls an normaler Laborluft gealtert. Dieses Experiment ist in Abbildung 8.4 mit Kreis-Symbolen eingezeichnet (Kurve a). Man sieht sehr deutlich, dass die beidseitig verspiegelte Laserdiode nicht auf den Wasserdampf in der Atmosphäre reagiert. Die unverspiegelte Laserdiode zeigt jedoch das bekannte beschleunigende Degradationsverhalten. Es wurde nun eine weitere unbeschichtete Laserdiode an normaler Laborluft gealtert. Jedoch wurde in diesem

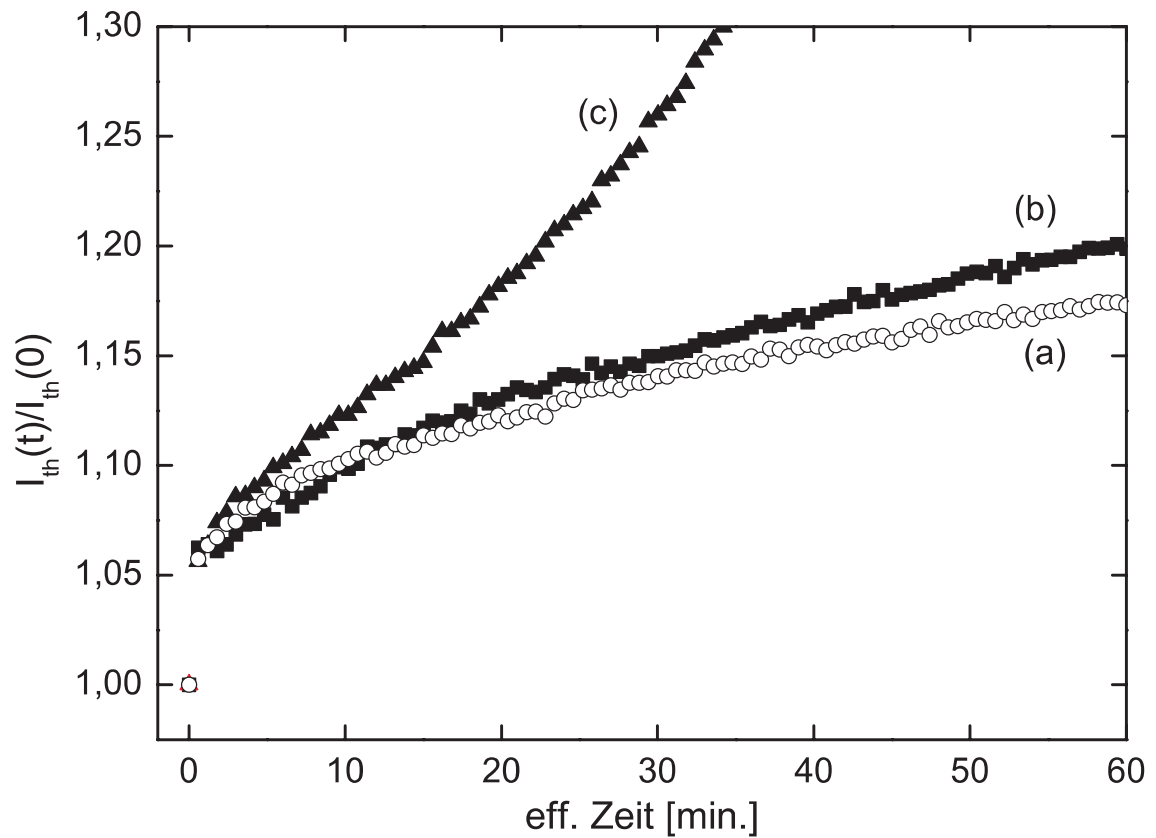


Abbildung 8.4: Verlauf der relativen Laserschwelle im Vergleich zur Anfangslaserschwelle für Laserdioden mit zwei Spiegeln (a), bzw. für unbeschichtete Laserdioden in trockener (b) und wasserdampfhaltiger Atmosphäre (c).

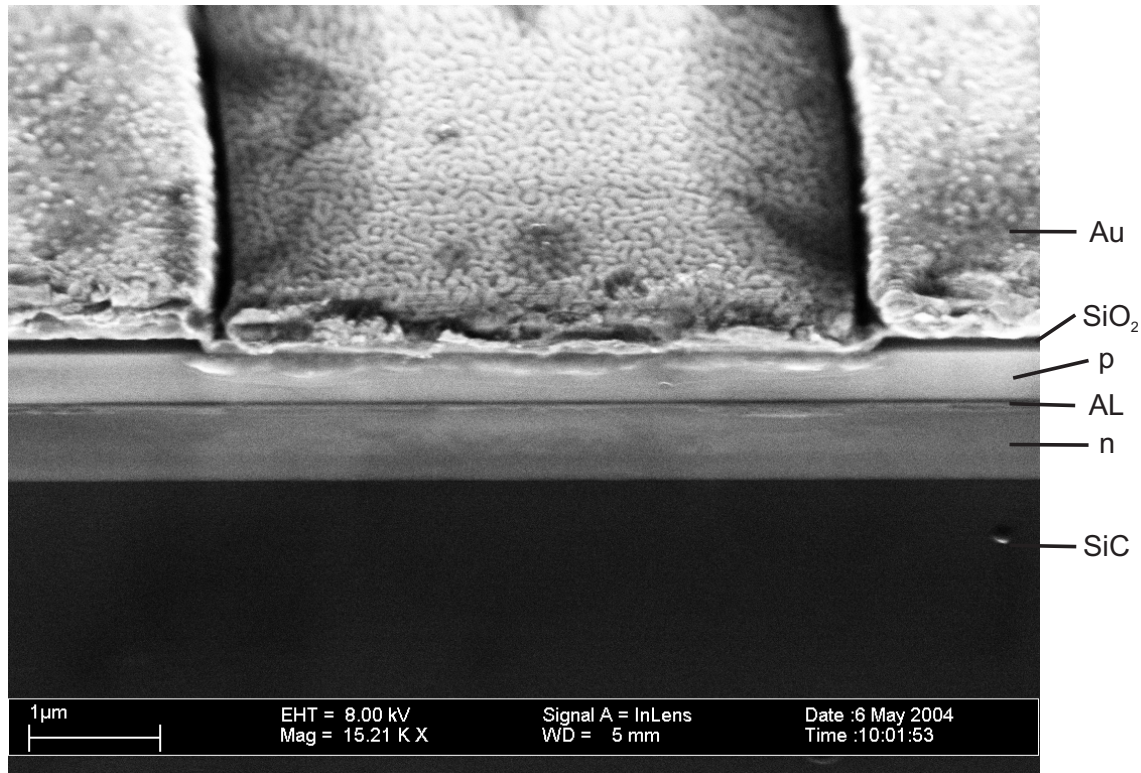


Abbildung 8.5: REM-Aufnahme einer unbeschichteten Laserdiode, die an trockener Luft gealtert wurde. Die mit p gekennzeichnete Struktur bezeichnet die p-dotierten Schichten, die mit n gekennzeichnete Struktur die n-dotierten Schichten. AL kennzeichnet die aktive Zone.

Fall die Laborluft zuvor mit Hilfe eines Trocknungsfilters vom Wasserdampf befreit. Ohne Anwesenheit von Wasserdampf an der unbeschichteten Facette stellt sich keine erhöhte Alterungsrate ein. Wie in Abbildung 8.4 in Kurve b dargestellt, ist die Alterungsrate mit der von beidseitig verspiegelten Laserdioden vergleichbar.

Betrachtet man eine unbeschichtete Facette einer Laserdiode, die an trockener Luft gealtert wurde, so kann man an ihr keine Auffälligkeiten feststellen. In Abbildung 8.5 ist eine REM-Aufnahme einer Laserdiode dargestellt, die etwa 100 min. an trockener Luft bei 15 kA/cm^2 , einem Duty-Cycle von 1:10 und einer Temperatur von 25°C gealtert wurde. Man sieht in Abbildung 8.5 die Laserfacette von schräg oben. Somit sind sowohl der oben liegende Goldkontakt als auch die Facette sichtbar. Man kann in dieser Abbildung sehr gut die isolierende SiO_2 -Schicht erkennen, die den Stromfluss der Oxid-Streifenlaser festlegt. Unterhalb dieser Struktur befinden sich die p-dotierten Mantelschichten und p-dotierten Wellenleiter (In Abbildung 8.5 als p gekennzeichnet). Die aktive Zone ist nur als dünner Streifen zu erkennen. Darunter liegen die in Abbildung 8.5 als n gekennzeichneten n-dotierten Mantel- und Wellenleiterschichten. Vom SiC-Substrat sind nur etwa die ersten $3 \mu\text{m}$ zu erkennen. Man sieht sehr deutlich, dass an der aktiven Zone kein Belag sichtbar ist. An der

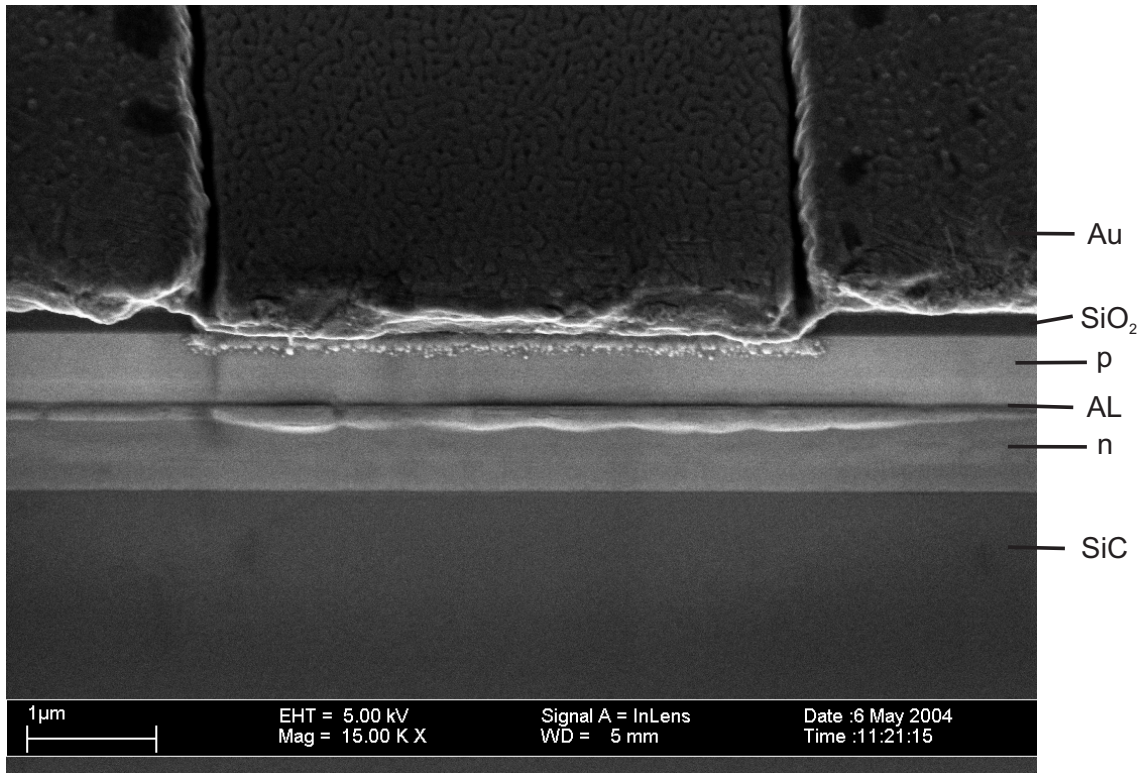


Abbildung 8.6: REM–Aufnahme einer unbeschichteten Laserdiode, die in Luft mit Wasserdampf gealtert wurde. Die mit p gekennzeichnete Struktur bezeichnet die p-dotierten Schichten, die mit n gekennzeichnete Struktur die n-dotierten Schichten. AL kennzeichnet die aktive Zone.

Kante des Gold–Kontakts kann man erkennen, dass sich etwas Gold gelöst und sich auf der Facette abgelagert hat. Durch den Spannungsabfall an den verschiedenen Strukturen kann es an der Facette in Luft aufgrund der kleinen Abstände zu Überschlügen kommen. Aufgrund der lokalen Erhitzung durch diese Überschlügen kann das Gold auf die Facette wandern und im schlimmsten Fall einen Teil der aktiven Zone bedecken. Aus diesem Grund ist der Gold–Kontakt bei neueren Laserdioden an der Facette zurückversetzt und kann somit nicht mehr auf diese gelangen.

In Abbildung 8.6 ist eine REM–Aufnahme einer unbeschichteten Laserdiode, die in Luft mit Wasserdampf gealtert wurde, dargestellt. Diese Laserdiode wurde ebenfalls 100 min., bei ansonsten gleichen Bedingungen wie die Laserdiode aus Abbildung 8.5, in einer bei 22°C gesättigten Wasserdampf-atmosphäre gealtert. Man sieht hier ebenso wie bei der Laserdiode aus Abbildung 8.5 einen leichten Goldbelag an der Facette. Im Gegensatz zu der in trockener Luft gealterten Laserdiode kann man in Abbildung 8.6 jedoch einen deutlichen Belag auf der aktiven Zone feststellen. Im Bereich der optischen Mode hat sich Material angesammelt, das die optischen Eigenschaften der Laserfacette verändert und so zu einer erhöhten Alterungsrate führt. Dieser Belag

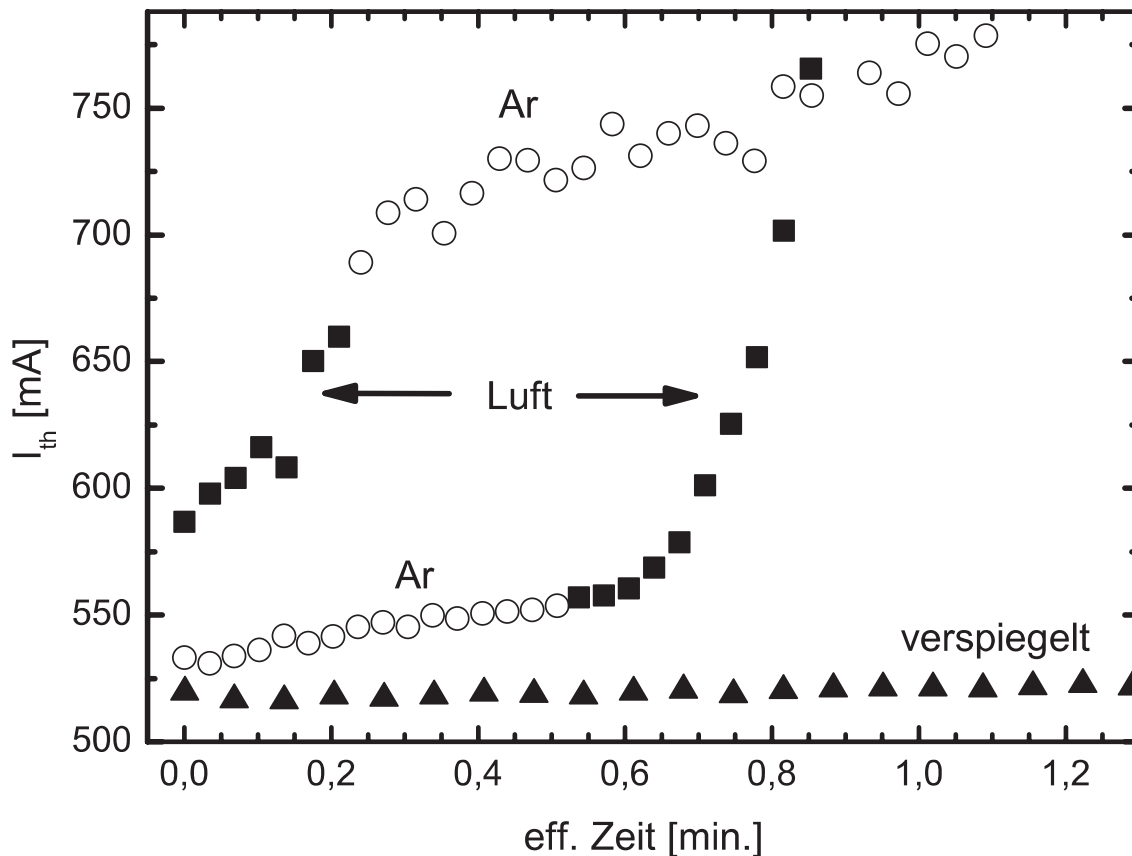


Abbildung 8.7: Entwicklung der Laserschwelle bei einer Alterung unbeschichteter Laserdioden, abwechselnd in normaler Luft und trockenem Argon, bzw. umgekehrt. Zum Vergleich ist auch die Alterung einer beidseitig verspiegelten Laserdiode eingezeichnet.

ist sehr resistent. Er lässt sich auch durch Ausheizen bei 200°C in einer trockenen Atmosphäre nicht mehr entfernen.

Allerdings bedeutet die schnelle Alterungsrate nicht, dass die Diode ab sofort immer weiter schnell altert. Diese schnelle Alterung kann je nach Atmosphäre an- und abgeschaltet werden. In Abbildung 8.7 ist die Entwicklung der Laserschwelle unbeschichteter Laserdioden dargestellt, die in unterschiedlichen Atmosphären gealtert wurden. Eine Laserdiode wurde dabei zuerst in trockenem Argon gealtert und dann normaler Laborluft ausgesetzt. Sobald die Facetten mit der wasserdampfhaltigen Laborluft in Berührung kommen, setzt die schnelle Degradation ein. Umgekehrt wurde eine Laserdiode zuerst in normaler Luft gealtert und dann in trockenem Argon weitergealtert. In diesem Fall sieht man in Abbildung 8.7, dass die Alterung sofort verlangsamt wird, sobald die Facetten nicht mehr dem Wasserdampf ausgesetzt sind. Zum Vergleich wurde in Abbildung 8.7 die Alterungsrate einer beidseitig verspiegelten Laserdiode eingezeichnet. Man sieht, dass die Alterungsrate in trockenem Argon mit der einer verspiegelten Laserdiode vergleichbar ist, völlig unabhängig davon, ob

die Laserdiode schon mit Wasserdampf in Berührung gekommen ist oder nicht.

8.2.2 Theoretisches Modell der Alterung unbeschichteter Laserdioden in wasserdampfhaltigen Atmosphären

Analog zur Bildung einer Oxidschicht auf unbeschichteten GaAs-Laserdioden [15] gehen wir bei GaN-Laserdioden von der Oxidation der Facette aus. Für eine reaktionslimitierte Degradation kann man einen linearen Anstieg der Laserschwelle mit der Zeit erwarten. Dieser Fall trifft auf die Alterung von unbeschichteten Laserdioden in wasserdampffreien Atmosphären und auf die Alterung von beidseitig verspiegelten Laserdioden zu. Selbst die Anwesenheit von Sauerstoff oder Wasserstoff führt zu keiner beschleunigten Alterung. Der limitierende Faktor ist hier die Menge an Wassermolekülen, die die Facette erreichen.

Diese Wassermoleküle können an der Facette durch Photolyse in H^+ und OH^- und weiter in Radikale gespalten werden. Als Katalysator kann hier das Platin fungieren, das im Metallkontakt vorhanden ist. Mit den Produkten der Photolyse und der Folgereaktionen ist eine Wasserstoff-Diffusion in die Facette, sowie eine Oxidation der Facettenoberfläche möglich. Da die Alterung in normaler Luft von der Photonendichte unabhängig ist, kann die Photolyse nicht der limitierende Faktor sein. Es ist jedoch möglich, dass sich an der Facette eine Schicht aus OH^- -Dipolen bildet und in der Nähe der Facette zu einer Bandverbiegung führt [49]. Durch diese Bandverbiegung ist die Laserstruktur nicht mehr transparent für Photonen, die im Bereich unveränderter Bandstruktur der Quantentöpfe erzeugt wurden. Für diesen Mechanismus ist bereits eine Monolage von OH^- -Dipolen ausreichend, welche sich innerhalb kürzester Zeit bildet [55]. Zusätzlich erzeugt die erhöhte Absorption in der Nähe der Facette auch eine Temperaturerhöhung, die den Gesamtprozess der Degradation beschleunigt.

Die steigende Degradationsgeschwindigkeit lässt auf einen selbstbeschleunigenden Prozess schließen, bei dem die Degradationsrate vom bereits vorhandenen Schaden abhängig ist. Die bei GaAs-Laserdioden beobachtete lichtinduzierte Oxidation ist ein solcher Prozess [17, 16, 45]. Eine beschleunigte Oxidation kann bei III-V-Halbleiterlaserdioden bereits ab Intensitäten in der Größenordnung von 10 kW/cm^2 beobachtet werden [17]. Diese Schwelle wird bei allen hier gezeigten Experimenten überschritten. Das langsame Degradationsverhalten von beidseitig verspiegelten Laserdioden konnte bei InGaAs/GaAs-Laserdioden ebenfalls beobachtet werden [16].

Um nun eine quantitative Beschreibung der Alterungsrate von unbeschichteten Laserdioden in wasserdampfhaltigen Atmosphären zu bekommen, wird eine unbeschichtete Laserdiode zuerst in einer trockenen Atmosphäre gealtert. So geschieht die schnelle Anfangsalterung in einer trockenen Atmosphäre, und spielt für die spätere

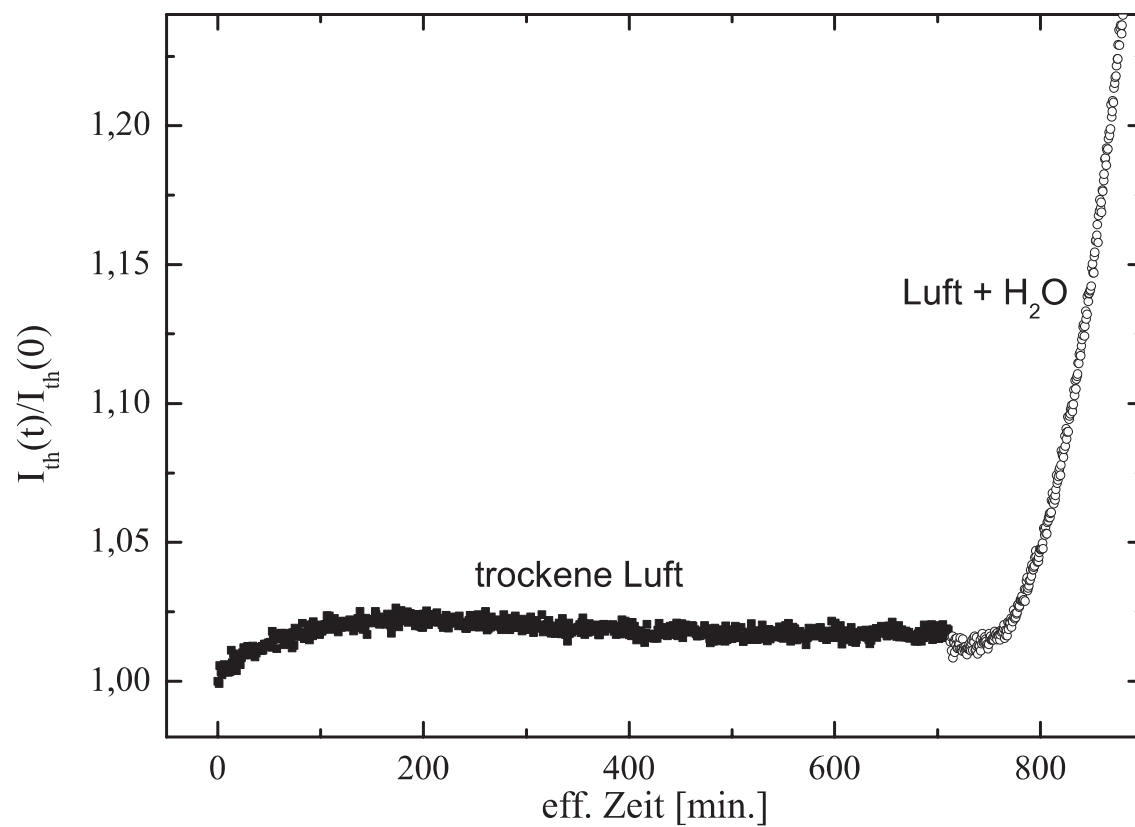


Abbildung 8.8: Entwicklung der relativen Laserschwelle bei der Alterung einer unbeschichteten Laserdiode, abwechselnd in trockener Luft und Luft mit Wasserdampf.

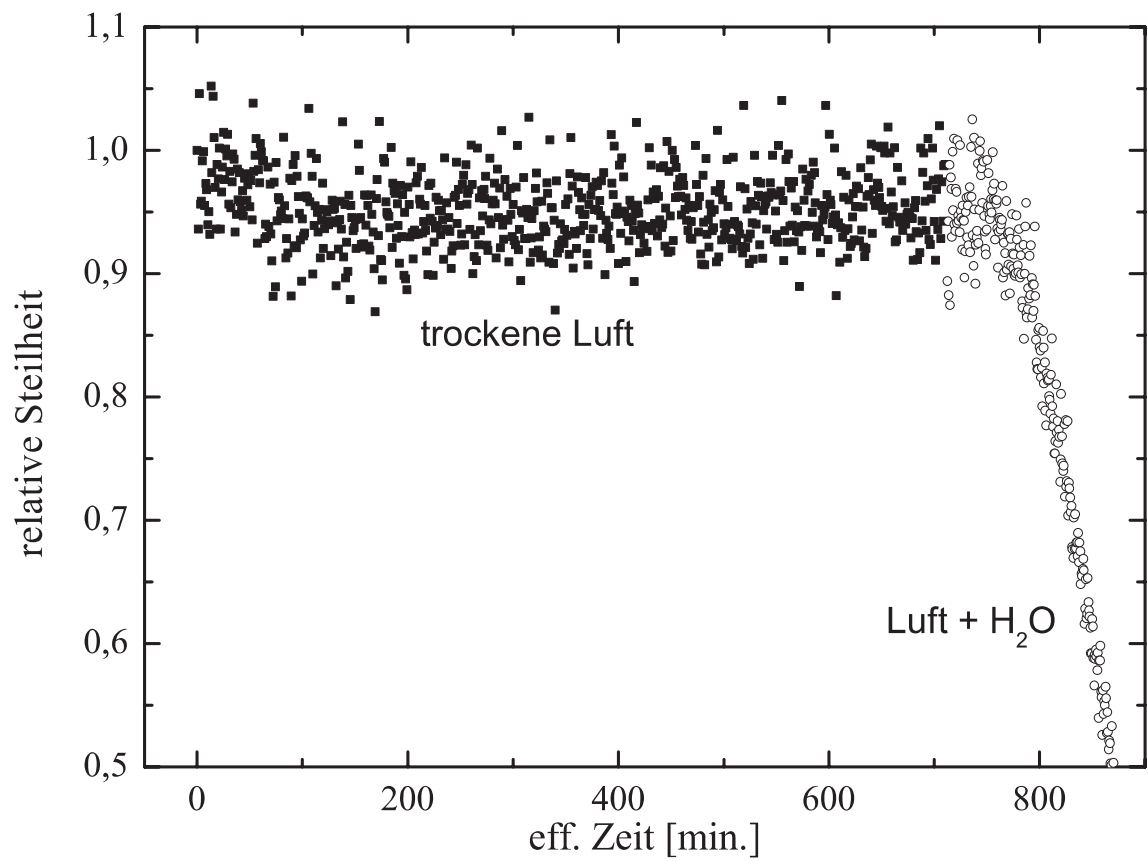


Abbildung 8.9: Entwicklung der relativen Steilheit bei der Alterung einer unbeschichteten Laserdiode, abwechselnd in trockener Luft und Luft mit Wasserdampf.

Betrachtung keine Rolle mehr. Sobald die Diode eine annähernd konstante Alterungsrate zeigt, wird sie in einer bei 22°C mit Wasserdampf gesättigten Atmosphäre gealtert. In den Abbildungen 8.8 und 8.9 ist der Verlauf des Alterungsexperiments dargestellt. Eine Beschreibung der Facettenoxidation muss sowohl die Entwicklung der Laserschwelle als auch die Entwicklung der gemessenen Steilheit $\frac{\Delta P}{\Delta I}$ wiedergeben können.

Anstelle der Steilheit betrachte ich hier die differentielle Quanteneffizienz, die nach Gleichung 3.43 folgendermaßen definiert ist:

$$\eta_d = \frac{q}{\hbar\omega} \frac{dP}{dI}. \quad (8.1)$$

Ein Vergleich mit Gleichung 3.42 liefert den Zusammenhang der differentiellen Quanteneffizienz mit den internen Verlusten α_i und den Spiegelverlusten α_m :

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i}. \quad (8.2)$$

Der Zusammenhang der Laserschwelle I_{th} mit den verschiedenen Verlusten lässt sich aus der Gleichung 3.21 ableiten. An der Laserschwelle muss der Gewinn gerade die Verluste aufheben, das bedeutet:

$$\Gamma g(N_{th}) = \alpha_m + \alpha_i. \quad (8.3)$$

Für die materielle Verstärkung nimmt man einen linearen Zusammenhang mit der Ladungsträgerdichte N an, wie in Gleichung 3.22 vorgeschlagen. Im stationären Zustand an der Laserschwelle gilt $dN/dt = 0$. Setzt man diese Zusammenhänge nun in die Formeln ein und löst diese nach der Laserschwelle I_{th} auf, so ergibt sich der Zusammenhang:

$$I_{th} = \frac{qV}{\tau\eta_i} \left(\frac{\alpha_m + \alpha_i}{a\Gamma} + N_{tr} \right). \quad (8.4)$$

Man hat somit eine Verbindung der Steilheit, bzw. der differentiellen Quanteneffizienz η_d , mit der Laserschwelle I_{th} über die internen Verluste α_i und den Spiegelverlusten α_m .

Nun macht man die Annahme, dass sich die Verluste in einem selbstbeschleunigenden Prozess verändern, d. h. die Entwicklung der Verluste hängt von den bereits vorhandenen Verlusten ab. In Formeln ausgedrückt bedeutet dies:

$$\frac{d\alpha}{dt} \sim \alpha. \quad (8.5)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist ein Polynom 2. Grades. Man kann nun versuchen, die Messdaten durch diese Zusammenhänge anzufitten und dabei annehmen, dass sich einzelne Verluste wie ein Polynom 2. Grades mit der Zeit verhalten.

In Abbildung 8.10 sind die Messdaten aus den Abbildungen 8.8 und 8.9 dargestellt,

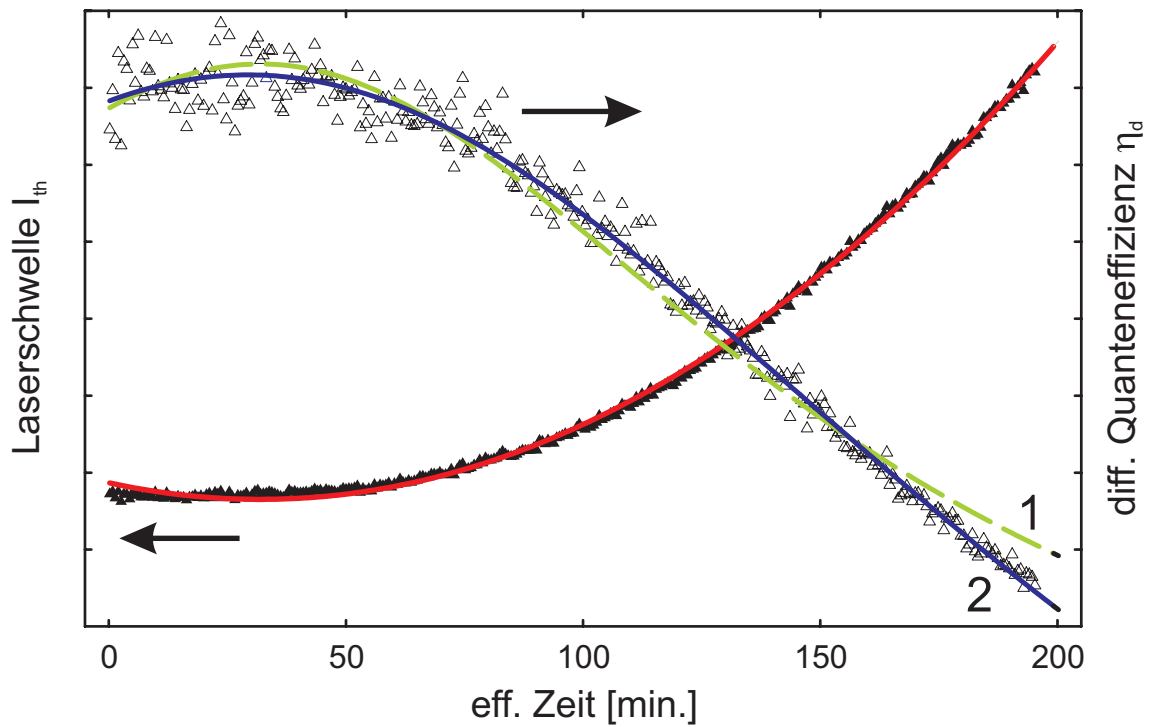


Abbildung 8.10: Fit nach dem theoretischen Modell an den zeitlichen Verlauf der differentiellen Quanteneffizienz η_d und der Laserschwelle I_{th} aus den Abbildungen 8.8 und 8.9. Bei Kurve 1 wurden nur die internen Verluste α_i variiert, bei Kurve 2 sowohl die internen Verluste α_i als auch die Spiegelverluste α_m .

allerdings werden nur die Messwerte aus der Alterung in Luft mit Wasserdampf verwendet. Um nun einen Fit nach dem bisher vorgestellten Modell zu erzeugen, wurde im ersten Schritt ein Fit des zeitlichen Verlaufs der Laserschwelle I_{th} nach Gleichung 8.4 erstellt. Die so gewonnenen Parameter für die Entwicklung der Verluste setzt man dann in Gleichung 8.2 ein und versucht die Messwerte mit den restlichen Parametern wiederzuspiegeln. Für die internen Verluste wurde als Startwert der experimentell ermittelte Wert $\alpha_i(0) = 40 \text{ cm}^{-1}$ verwendet, und für den Startwert der Spiegelverluste der nach Gleichung 3.26 berechnete Wert $\alpha_m(0) = 30 \text{ cm}^{-1}$ eingesetzt.

Dieser Fitvorgang wurde für zwei verschiedene Fälle untersucht. Im ersten Fall wurden nur die internen Verluste α_i nach einem Polynom 2. Grades entwickelt, während die Spiegelverluste α_m konstant gehalten wurden. In Abbildung 8.10 sind die Ergebnisse für die Laserschwelle in Rot eingezeichnet, die Ergebnisse für die differentielle Quanteneffizienz sind durch die grüne gestrichelte Linie 1 dargestellt. Man sieht, dass die zeitliche Entwicklung der Laserschwelle I_{th} sehr gut wiedergegeben wird. Beim Fit für die Entwicklung der differentiellen Quanteneffizienz wird zwar der Anfang des Experiments durch den Fit gut getroffen, für größere Zeiten weicht der Fit jedoch von den Messwerten ab.

In einem zweiten Fit werden aus diesem Grund sowohl die Entwicklung der internen Verluste α_i als auch die Entwicklung der Spiegelverluste α_m durch ein Polynom 2. Grades beschrieben. Das Ergebnis dieses Fits ist ebenfalls in Abbildung 8.10 eingezeichnet. Für die zeitliche Entwicklung erhält man unverändert die rote Kurve, der Fit für die Entwicklung der differentiellen Quanteneffizienz ist durch die blaue Kurve 2 dargestellt. In diesem Fall wird sowohl die Entwicklung der Laserschwelle als auch die Entwicklung der differentiellen Quanteneffizienz gut getroffen.

Insgesamt kann man durch dieses einfache Modell der zeitlichen Entwicklung der Verluste die Messwerte gut wiedergeben. Bei der Oxidation der Facetten unbeschichteter Laserdioden ändern sich sowohl die internen Verluste als auch die Verluste, die durch das Auskoppeln der optischen Mode an den Facetten entstehen.

8.2.3 Alterung unbeschichteter Laserdioden in reinem Stickstoff

Bisher wurden die Laserdioden nur in Stickstoff gealtert, wenn mindestens 2% Sauerstoff in der Atmosphäre enthalten war. Bei Verwendung von reinem Stickstoff kommt es zu einer sehr schnellen Alterung. In Abbildung 8.11 ist die Entwicklung der I - P -Kennlinien unbeschichteter Laserdioden in reinem Stickstoff nach jeweils 40 Sekunden effektiver Betriebszeit dargestellt. Die Alterung fand unter gepulsten Bedingungen mit einer Stromdichte von 15 kA/cm^2 und einem Duty-Cycle von 1:5 bei

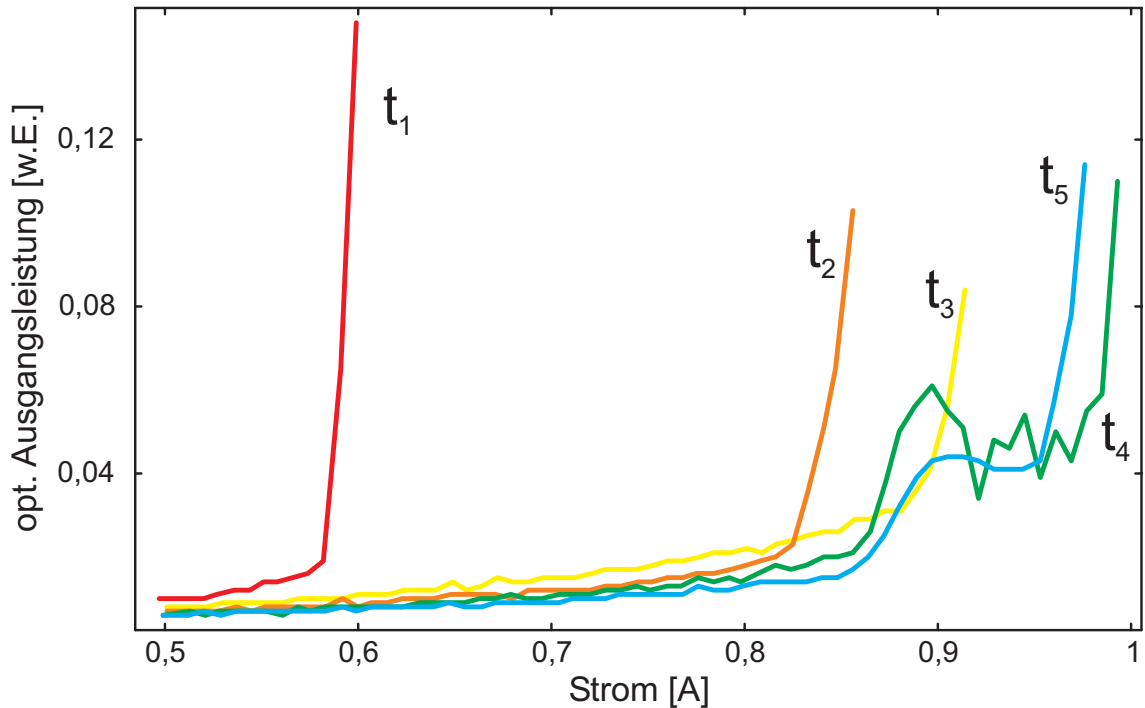


Abbildung 8.11: Entwicklung der I - P -Kennlinien unbeschichteter Laserdioden in reinem Stickstoff nach jeweils 40 Sekunden effektiver Betriebszeit.

25°C statt. Man sieht sehr deutlich die schnell ansteigende Laserschwelle. Zusätzlich bilden sich Kinks in den I - P -Kennlinien, diese sind jedoch im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Kinks nicht stabil bei einer festen Temperatur, sondern treten zufällig bei den Messungen der I - P -Kennlinie auf.

Um den Grund für dieses Verhalten zu finden, wurde eine unbeschichtete Laserdiode für 100 Minuten in reinem Stickstoff unter den oben genannten Bedingungen gealtert und die Facette danach unter dem REM betrachtet. Abbildung 8.12 zeigt das Bild der Facette nach diesem Alterungsexperiment. Bei der Alterung in reinem Stickstoff bildet sich ein sehr dicker Belag auf der Facette. Im Gegensatz zu der Oxidschicht, die bei der Alterung in wasserdampfhaltigen Atmosphären beobachtet wird, ist dieser Belag jedoch nicht stabil. Im Bereich der optischen Mode ist der Belag weggeschmolzen, was auf eine hohe Absorption schließen lässt. Während der Alterungsphase wird die Laserdiode üblicherweise unterhalb der Laserschwelle betrieben. Während dieser Zeit kann sich eine dicke Schicht aufbauen. Bei der Messung der Laserschwelle wird jedoch die Laserdiode oberhalb der Laserschwelle betrieben, was eine stark erhöhte Photonendichte zur Folge hat. Bei der Absorption dieser hohen Lichtintensität steigt die Temperatur der neu gebildeten Schicht auf der Facette stark an und schmilzt weg. Je nachdem, wie weit die Facette schon durch die Laser-mode gereinigt wurde, werden unterschiedliche Moden bevorzugt. Dieses Verhalten zeigt sich durch zufällig auftauchende Kinks bei der Messung der I - P -Kennlinie.

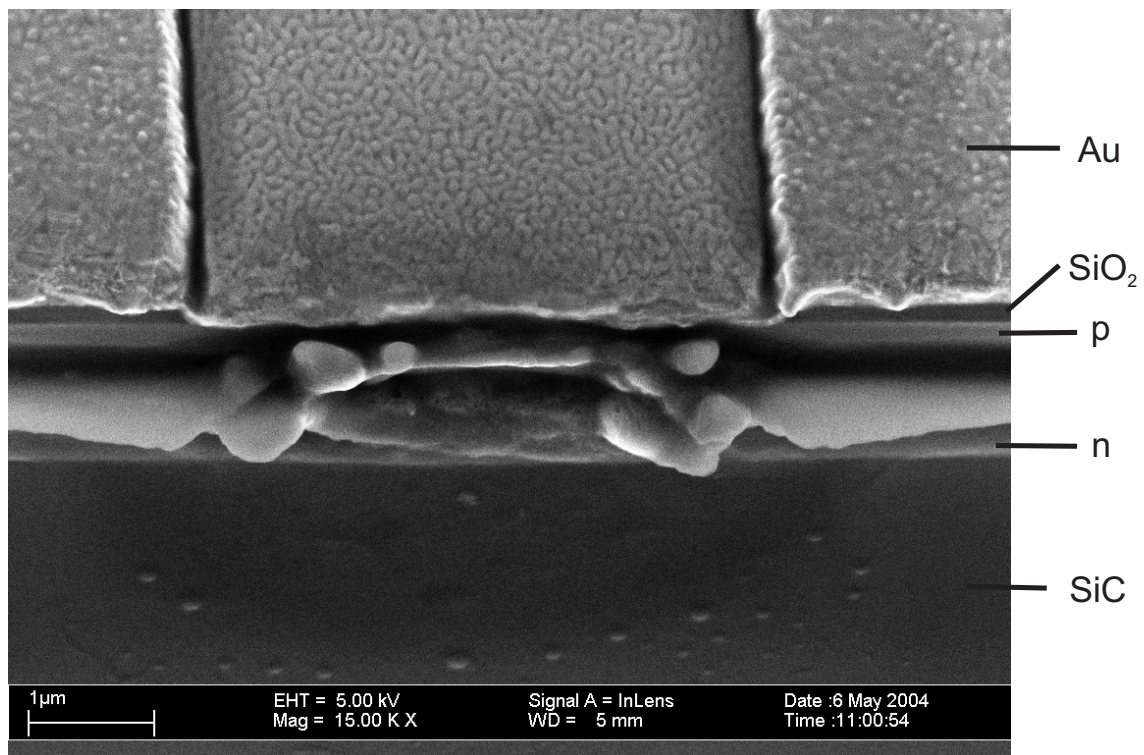


Abbildung 8.12: REM-Aufnahme einer unbeschichteten Laserdiode, die in reinem Stickstoff gealtert wurde. Die mit p gekennzeichnete Struktur bezeichnet die p-dotierten Schichten, die mit n gekennzeichnete Struktur die n-dotierten Schichten.

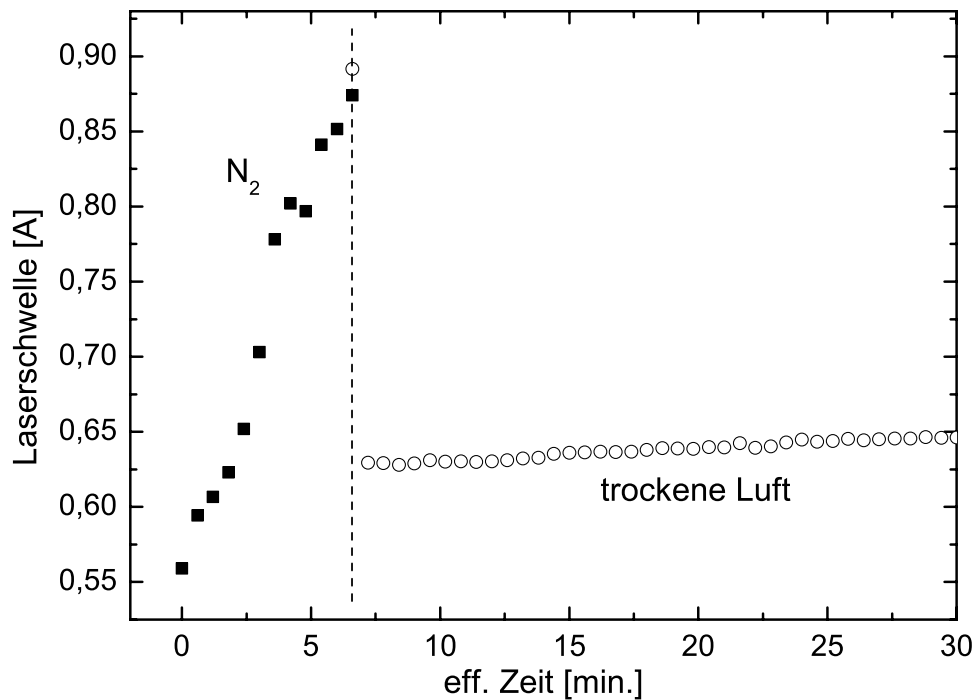


Abbildung 8.13: Entwicklung der Laserschwelle bei der Alterung einer unbeschichteten Laserdiode bei $I = 500$ mA in reinem Stickstoff und anschließend in trockener Luft.

Dieser Prozess wird auch in der REM-Aufnahme der Facette deutlich, denn nur im Bereich der optischen Mode ist die Facette nicht von der Schicht bedeckt. Außerhalb davon sammelt sich das Material an. Ebenso wird bei der REM-Aufnahme klar, dass es sich um ein sehr lockeres Material handeln muss. Der Belag ist im REM nur sichtbar, wenn der oberflächensensitive *InLens*-Detektor verwendet wird. Verwendet man für die REM-Aufnahme einen *SE2*-Detektor, so erscheint die Facette völlig unbedeckt.

Man kann diesen Belag nicht nur durch hohe optische Intensitäten entfernen, das selbstreinigende Verhalten der Laserdioden wird durch die Anwesenheit von Sauerstoff beschleunigt. Selbst ein Anteil von 1% Sauerstoff in der umgebenden Atmosphäre führte zu einer fast vollständigen Entfernung des Belags. In Abbildung 8.13 ist das Ergebnis dieses Experiments dargestellt. Eine unbeschichtete Laserdiode wurde zuerst in reinem Stickstoff gealtert, wodurch innerhalb von wenigen Minuten die Laserschwelle von 560 mA auf fast 900 mA anstieg. Anschließend wurde die Laserdiode in trockener Luft weitergealtert. Bereits nach 40 Sekunden effektiver Betriebszeit

unterhalb der Laserschwelle bei $I = 500 \text{ mA}$ in trockener Luft fiel die Laserschwelle zurück auf 630 mA und die Diode zeigte die langsame Alterung, die man in trockener Luft erwartet. Berücksichtigt man eine schnelle Anfangsalterung, so entspricht der Wert von etwa 630 mA der Laserschwelle, die die Laserdiode erreicht hätte, wenn sie von Anfang an in trockener Luft gealtert worden wäre.

Der Belag wurde durch den Betrieb in sauerstoffhaltiger Atmosphäre effektiv entfernt. Obwohl die Laserdiode nicht oberhalb der Laserschwelle gealtert wurde und nur kurz zur Bestimmung der Laserschwelle im Laserbetrieb war, konnte die Schicht fast rückstandslos entfernt werden. Die Schicht, die bei der Alterung in reinem Stickstoff entsteht, hat keinen Einfluss auf die internen Verluste oder die interne Quanteneffizienz der Laserdiode, denn sonst wäre die Alterungsrate nach dem Entfernen dieses Belags nicht mit der Alterungsrate in trockener Luft vergleichbar. Es bildet sich lediglich eine stark absorbierende Schicht auf der Facette, die die Alterungseigenschaften der Laserdiode nur verändert, solange die Schicht auf der Facette präsent ist.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, verschiedene Verlustmechanismen und Degradationsursachen von GaN-Laserdioden auf SiC- und GaN-Substrat zu identifizieren. Am Anfang dieser Arbeit war nur ein gepulster Betrieb der Laserdioden möglich und das auch nur bei Lebensdauern von wenigen Minuten. Im Laufe dieser Arbeit stieg die Lebensdauer von Laserdioden auf SiC-Substrat im cw-Betrieb auf 119 h bei einer optischen Ausgangsleistung von mindestens 10 mW. Ich möchte hier nochmal kurz die wichtigsten Verlustmechanismen und Degradationsursachen vorstellen.

Ein großer Verlustmechanismus ist das Auftreten von parasitären Wellenleitermoden im Substrat. Durch den hohen Brechungsindex von SiC und auch GaN im Vergleich zu AlGaN kann die optische Mode nicht nur im Wellenleiter geführt werden, sondern auch im Substrat. Ich habe in dieser Arbeit eine Möglichkeit vorgestellt, das Auftreten dieser parasitären Wellenleitermoden mit Hilfe einer Transfermatrix-Methode zu simulieren. Mit dieser Simulation ist es möglich, verschiedene Laserstrukturen in Abhängigkeit von Wellenlänge, Temperatur und Verstärkung zu simulieren und dadurch eine Optimierung der Laserstruktur zu ermöglichen. Vergleiche mit experimentellen Ergebnissen zeigen, dass trotz vereinfachender Annahmen die experimentellen Resultate gut vorausgesagt werden können. Durch die Simulation war es möglich, vorhandene Laserstrukturen auf SiC-Substrat für das Substrat GaN so abzuändern, dass die Intensität parasitärer Wellenleitermoden um mehrere Größenordnungen verkleinert werden konnte.

Ebenfalls wurden Verstärkungsmessungen nach der Hakki-Paoli-Methode vorgestellt. Durch diese spektral hochauflösende Messmethode können die Verstärkung g und die internen Verluste α_i zerstörungsfrei an Laserdioden gemessen werden. Diese Art der Charakterisierung ist dabei so flexibel gehalten, dass es sowohl als Schnelltest für Laserdioden auf Barren verwendet werden kann als auch als Charakterisierung für fertig montierte Laserdioden. Mit diesem Versuchsaufbau können ebenfalls Kinks in der I - P -Kennlinie genauer untersucht werden. Diese Kinks sind

Abweichungen vom linearen Verlauf der I - P -Kennlinie oberhalb der Laserschwelle. Alle im Laufe dieser Arbeit untersuchten Laserdioden zeigten beim Auftreten der Kinks einen longitudinalen Modenwechsel. Dieser Modenwechsel konnte auf eine temperaturabhängige Brechungsindexänderung zurückgeführt werden, bei der ab einer kritischen Temperatur eine neue longitudinale Mode bevorzugt wird. Während der Alterungsmessungen bleibt der Kink bei einem festen Strom, da sich durch die annähernd konstante elektrische Verlustleistung bei konstantem Strom auch die Temperatur nicht ändert und somit ein Modensprung nicht möglich ist. Ein in der Literatur vielfach zitierter transversaler Modensprung konnte bisher noch nicht beobachtet werden.

Ein großer Teil der Arbeit behandelt Alterungsmessungen an verschiedenen Laserdiodenstrukturen. Die Alterungsmessungen wurden dabei sowohl bei konstanter optischer Ausgangsleistung als auch bei konstantem Strom durchgeführt. Die Alterungsmessungen bei konstanter optischer Ausgangsleistung lieferten Rückmeldungen auf vorgenommene Optimierungen und spiegelten am besten den späteren Einsatz der Laserdioden wieder. Bei der Alterung mit konstantem Strom ließen sich jedoch physikalische Phänomene besser identifizieren, da sich bei konstanter optischer Ausgangsleistung sehr viele Parameter mit der Betriebszeit ändern. Ebenfalls untersucht wurde, ob die optische Ausgangsleistung einen Einfluss auf das Degradationsverhalten hat. Bei optischen Intensitäten bis etwa 30 mW, was üblicherweise bei den Alterungsmessungen verwendet wurde, konnte kein Einfluss der optischen Intensität auf das Alterungsverhalten gefunden werden. Ähnlich wie bei GaAs-Laserdiodensystemen konnte jedoch auch das Auftreten eines *Catastrophic Optical Damage* nachgewiesen werden. Dieser Defektmechanismus ist stark von der Photonendichte an der Facette abhängig und führt zu einer lokalen Zerstörung der Facette durch erhöhte Absorption an Defekten und zieht das sofortige Ende der Laserdiode nach sich. Aufgrund der hohen Stabilität der GaN-Schichten wurde bei dem hier untersuchten Fall jedoch nicht, wie bei GaAs-Laserdioden, die Facette aufgeschmolzen, sondern die Spiegelschichten zerstört. Damit dieser Defekt auftritt sind aber hohe Intensitäten notwendig, die bei den üblichen Alterungsmessungen nicht erreicht wurden. Daher spielt dieser Defektmechanismus bei der Alterung bis 20 mW optischer Ausgangsleistung keine Rolle.

Bei den Alterungsmessungen wurde auch ein besonderes Augenmerk auf das Alterungsverhalten von unterschiedlich beschichteten Laserdioden gerichtet. Ausgangspunkt für diese Messungen war, dass beschichtete Laserdioden eine deutlich längere Lebensdauer als unbeschichtete Laserdioden zeigten. Dieses Verhalten war bis dahin noch nicht beobachtet worden, da die zu diesem Zeitpunkt besten Laserdioden auf Saphir als Substrat setzten. Im Gegensatz zu SiC besitzt Saphir aber keine gemeinsame Kristallebene mit GaN, dadurch müssen die Facetten geätzt werden.

Durch diese chemische Behandlung der Facetten reagieren diese anders auf äußere Einflüsse. Auch ist denkbar, dass durch das chemische Ätzen eine optisch inaktive Schutzschicht auf die Facetten aufgebracht wurde. Die Facetten der Laserdioden auf SiC-Substrat können durch Brechen erzeugt werden und sind unbehandelt. Als Ursache für die schnelle Alterung, die unbeschichtete Laserdioden in normaler Luft zeigen, konnte der Wasserdampf identifiziert werden. Diese schnelle Alterung kann durch ein einfaches Modell beschrieben werden, das auf einem selbstbeschleunigenden Anstieg der internen Verluste α_i und der Spiegelverluste α_m basiert. Alterungsmessungen von unbeschichteten Laserdioden in reinem Stickstoff zeigen ebenfalls eine sehr schnelle Alterung, die zusammen mit instabilen Kinks in der I - P -Kennlinie auftritt. Im Gegensatz zur permanenten Beschädigung bei Alterung in wasserdampfhaltigen Atmosphären kann sich die Laserfacette durch hohe optische Intensitäten selbst wieder reinigen. Die Anwesenheit von geringen Mengen an Sauerstoff in der umgebenden Atmosphäre beschleunigt diesen Reinigungsvorgang. Diese Reinigung geschieht dabei fast rückstandslos, so dass eine dauerhafte Beschädigung der Laserdiode nicht auftritt.

Anhang A

Verwendete Symbole und Abkürzungen

α_i	interne Verluste
α_m	Spiegelverluste
a_d	differentielle Verstärkung
A	Rekombinationskoeffizient für Defektrekombination
B	Bimolekularer Rekombinationskoeffizient
C	Auger-Koeffizient
D_e	Diffusionskonstante der Elektronen
D_h	Diffusionskonstante der Löcher
E_g	Bandlücke
ε_0	Permittivitätskonstante
ε_s	statische Dielektrizitätskonstante
η_d	differentielle Quanteneffizienz
η_i	interne Quanteneffizienz
g_m	Material-Verstärkung
Γ	Confinement-Faktor
I	Strom
I_{th}	Laserschwelle
J_{Drift}	Driftstrom
J_{Diff}	Diffusionsstrom
k_B	Boltzmannfaktor
L	Resonatorlänge
L_e	Diffusionslänge der Elektronen
L_h	Diffusionslänge der Löcher

N	Ladungsträgerdichte
N_{tr}	Transparenzladungsträgerdichte
N_A	Akzeptordichte
N_D	Donatordichte
N_{ph}	Photonendichte
n_{po}	Minoritätsladungsträgerdichte im p-Gebiet
p_{no}	Minoritätsladungsträgerdichte im n-Gebiet
P	optische Leistung
q	Elementarladung eines Elektrons
R_1, R_2	Spiegelreflektivitäten
R_{inj}	injizierte Ladungsträgerrate
R_{leak}	Leckstromrate
R_{nr}	nichtstrahlende Rekombinationsrate
R_{rec}	Rekombinationsrate
R_{sp}	Rekombinationsrate verbunden mit spontaner Emission
R_{stim}	Rekombinationsrate verbunden mit stimulierter Emission
T	Temperatur
τ	Rekombinationszeit
τ_{sp}	spontane Lebensdauer
V	Volumen der aktiven Zone
V_{bi}	Internes Feld im p-n-Übergang
v_{gr}	Gruppengeschwindigkeit der Photonen

Literaturverzeichnis

- [1] Govind P. Agrawal and Niloy K. Dutta, *Semiconductor lasers*, second edition ed., Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [2] O. Ambacher, *Growth and applications of group III-nitrides*, J. Phys. D: Appl. Phys. **31** (1998), 2653.
- [3] H. Angerer, D. Brunner, F. Freudenberg, O. Ambacher, M. Stutzmann, R. Hopler, T. Metzger, E. Born, G. Dollinger, A. Bergmaier, S. Karsch, and H.-J. Körner, *Determination of the Al mole fraction and the band gap bowing of epitaxial $Al_xGa_{1-x}N$ films*, Appl. Phys. Lett. **71** (1997), 1504.
- [4] NSM Archive, *Silicon carbide (SiC) – thermal properties*, <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/SiC/thermal.html> (2004).
- [5] S. Bader, B. Hahn, H.J. Lugauer, A. Lell, A. Weimar, G. Bröderl, J. Baur, D. Eisert, M. Scheubeck, S. Heppel, A. Hangleiter, and V. Härle, *First european GaN-based violet laser diode*, Phys. stat sol. (a) **180** (2000), 177.
- [6] M. J. Bergmann and H. C. Casey Jr., *Optical-field calculations for lossy multiple-layer $Al_xGa_{1-x}N/In_xGa_{1-x}N$ laser diodes*, J. Appl. Phys. **84** (1998), 1196.
- [7] Blu-Ray, *Blu-ray format*, <http://www.blu-ray.com> (2004).
- [8] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Hopler, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, *Optical constants of epitaxial AlGaIn films and their temperature dependence*, J. Appl. Phys. **82** (1997), 5090.
- [9] Crystran, *Optical properties, sapphire (Al_2O_3) data sheet*, <http://www.crystran.co.uk/sappdata.htm>, 2004.
- [10] R. Diehl, *High power diode lasers - fundamentals, technology, applications*, Springer Verlag, 2000.

- [11] Distronics, *A comparison of blue laser formats & technology*, <http://www.distronics.co.uk/technology/hddvd/> (2004).
- [12] P.G. Eliseev, *Optical strength of semiconductor laser materials*.
- [13] K. Engl, *Dissertation*, Universität Regensburg, 2004.
- [14] H. Fischer, *Diplomarbeit*, Universität Regensburg, 2004.
- [15] M. Fukuda, *Reliability and degradation of semiconductor lasers and LEDs*, Artech House, Norwood, 1991.
- [16] M. Fukuda, M. Okayasu, T. Takeshita, and M. Wada, *Quality and Reliability Eng. Int.* **8** (1992), no. 283.
- [17] M. Fukuda and K. Takahei, *Optically enhanced oxidation of III-V compound semiconductors*, *J. Appl. Phys.* **57** (1985), 129.
- [18] O. Gelhausen, H. N. Klein, M. R. Phillips, and E. M. Goldys, *Electron irradiation induced electro migration and diffusion of defects in Mg-doped GaN*, *Phys. Stat. Sol. (b)* **239** (2003), 310.
- [19] B. Gil, *Group III nitride semiconductor compounds*, Oxford Science Publications, 1998.
- [20] N. Gmeinwieser, *Diplomarbeit*, Universität Regensburg, 2002.
- [21] P. R. Hageman, S. Haffouz, V. Kirilyuk, A. Grzegorzcyk, and P. K. Larsen, *High quality GaN layers on Si(111) substrates: AlN buffer layer optimisation and insertion of a SiN intermediate layer*, *Phys. Stat. Sol. (a)* **188** (2001), 523.
- [22] B.W. Hakki and T.L. Paoli, *cw degradation at 300°K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. electronic gain*, *J. Appl. Phys.* **44** (1973), 4113.
- [23] B.W. Hakki and T.L. Paoli, *Gain spectry in GaAs double-heterostructure injection lasers*, *J. Appl. Phys.* **46** (1975), 1299.
- [24] C. H. Henry, P. M. Petroff, R. A. Logan, and F. R. Merritt, *J. Appl. Phys.* **50** (1979), 3721.
- [25] C. Y. Hsu, W. H. Lan, and Y. C. S. Wu, *Effect of thermal annealing of Ni/Au ohmic contact on the leakage current of GaN based light emitting diodes*.
- [26] T. Kawashima, H. Yoshikawa, S. Adachi, S. Fuke, and K. Ohtsuka, *Optical properties of hexagonal GaN*, *J. Appl. Phys.* **82** (1997), 3528.

-
- [27] A. Klehr, F. Bugge, L. Hofmann, A. Knauer, J. Sebastian, V. B. Smirnitski, H. Wenzel, and G. Tränkle, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **166** (1999), no. 383.
- [28] Y. Koide, H. Itoh, M. R. H. Khan, K. Hiramatsu, N. Sawaki, and I. Akasaki, *Energy band-gap bowing parameter in an $Al_xGa_{1-x}N$ alloy*, *J. Appl. Phys.* **61** (1987), 4540.
- [29] Korth Kristalle, *Al_2O_3 properties*, <http://www.korth.de/material/al2o3.htm> (2004).
- [30] V. Kümmler, *Dissertation*, Universität Regensburg, 2004.
- [31] V. Kümmler, A. Lell, V. Härle, U. T. Schwarz, T. Schoedl, and W. Wegscheider, *Gradual facet degradation of (Al,In)GaN quantum well lasers*, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004).
- [32] J.S. Kwak, T. Jang, K. K. Choi, Y. J. Sung, Y. H. Kim, S. Chae, S. N. Lee, K. H. Ha, O. H. Nam, and Y. Park, *Fabrication of AlInGaN-based blue-violet laser diode with low input power*, *Phys. Stat. Sol. (a)* **201** (2004), 2649.
- [33] G. M. Laws, E. C. Larkins, I. Harrison, C. Molloy, and D. Somerford, *Improved refractive index formulas for the $Al_xGa_{1-x}N$ and $In_xGa_{1-x}N$ alloys*, *J. Appl. Phys.* **89** (2001), 1108.
- [34] C. F. Li, Y. S. Huang, L. Malikova, and F. H. Pollak, *Temperature dependence of the energies and broadening parameters of the interband excitonic transitions in wurtzite GaN*, *Phys. Rev. B* **55** (1997), 9251.
- [35] S. Logothetidis and J. Petalas, *Dielectric function and reflectivity of 3C-silicon carbide and the component perpendicular to the c-axis of 6H-silicon carbide in the energy region 1.5–9.5 eV*, *J. Appl. Phys.* **80** (1996), 1768.
- [36] A. Lohmann and R. R. A. Syms, *IEEE Photonics Technology Letters* **15** (2003), no. 120.
- [37] F. Manyakin, A. Kovalev, and A.E. Yunovich, *Mat. Res. Soc. J. Nitride Semi-cond. Res. 3* **53** (1998).
- [38] H. Marchand, L. Zhao, N. Zhang, B. Moran, R. Coffie, U.K. Mishra, J.S. Speck, S.P. Denbaars, and J.A. Freitas, *Metalorganic chemical vapor deposition of GaN on Si(111): Stress control and application to field-effect transistors*, *J. Appl. Phys.* **89** (2001), 7846.
- [39] T. Matsuoka, H. Okamoto, M. Nakao, H. Harima, and E. Kurimoto, *Optical bandgap energy of wurtzite InN*, *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002), 1426.

- [40] S. N. Mohammad, A. A. Salvador, and H. Morkoc, *Emerging gallium nitride based device*, Proceedings of the IEEE, vol. 83, 1995, p. 1306.
- [41] S.N. Mohammad and H. Morkoç, *Progress and prospects of group-III nitride semiconductors*, Prog. Quantum Electron. **20** (1996), 361.
- [42] T. Nagatomo, T. Kuboyama, H. Minamino, and O. Omoto, *Properties of $In_xGa_{1-x}N$ films prepared by MOVPE*, Jpn. J. Appl. Phys. Part 2 **28** (1989), no. L1334.
- [43] S. Nakamura and G. Fasol, *The blue laser diode*, Springer Verlag, 1997.
- [44] O. H. Nam, J. S. Kwak, S. N. Lee, K. K. Choi, T. H. Chang, S. H. Chae, W. S. Lee, Y. J. Sung, H. S. Paek, J. H. Chae, T. Sakong, and Y. Park, *Recent progress of high power GaN-based violet laser diodes*, Phys. Stat. Sol. (c), Special issue: 5th International Conference on Nitride Semiconductors (ICNS-5).
- [45] M. Okayasu, M. Fukuda, T. Takeshita, S. Uehara, and K. Kurumada, *Facet oxidation of InGaAs/GaAs strained quantum-well lasers*, J. Appl. Phys. **69** (1991), 8346.
- [46] E.D. Palik, *Handbook of optical constants of solids*, vol. 1, Academic, San Diego, CA, 1985.
- [47] M. Pindl, *Dissertation*, Universität Regensburg, 2004.
- [48] J. Piprek and S. Nakamura, *Physics of high-power InGaN / GaN lasers*, IEEE Proc., vol. 149, 2002, p. 145.
- [49] J. Schalwig, G. Müller, I. Karrer, M. Eickhoff, O. Ambacher, M. Stutzmann, L. Görgens, and G. Dollinger, *Hydrogen response mechanism of Pt-GaN schottky diodes*, Appl. Phys. Letters **80** (2002), 1222.
- [50] U. T. Schwarz, W. Wegscheider, A. Lell, and V. Härle, *Nitride-based in-plane laser diodes with vertical current path*, Proceedings of the SPIE **5365** (2004), no. 267.
- [51] W. Shockley, *Electrons and holes in semiconductors*, D. Van Nostrand, Princeton, 1950.
- [52] T. V. Shubina, S. V. Ivanov, V. N. Jmerik, D. D. Solnyshkov, V. A. Vekshin, P. S. Kop'ev, V. Asson, J. Leymarie, A. Kavokin, H. Amano, K. Shimono, A. Kasic, and B. Monemar, *Mie resonances, infrared emission, and the band gap of InN*, Phys. Rev. Letters **92** (2004), 117407.

-
- [53] J. Singh, *Optoelectronics - an introduction to materials and devices*, McGraw-Hill, 1996.
- [54] S. Smith, *Optoelectronic devices*, Prentice Hall, 1995.
- [55] G. Steinhoff, M. Hermann, W. J. Schaff, L. F. Eastman, M. Stutzmann, and M. Eickhoff, *pH response of GaN surfaces and its application for pH-sensitive field-effect transistors*, Appl. Phys. Letters **83** (2003), 177.
- [56] H. B. Sun, S. Juodkazis, P. G. Eliseev, T. Sugahara, T. Wang, S. Matsuo, S. Sakai, and H. Misawa, *Laser-induced damage threshold and laser processing of GaN*, Proc. SPIE **3885** (2000), 311.
- [57] T. Takeuchi, H. Takeuchi, S. Sota, H. Sakai, H. Amano, and I. Akasaki, *Optical properties of strained AlGa_xN and GaInN on GaN*, Jpn. J. Appl. Phys. Part 2 **36** (1997), no. L177.
- [58] U. Tisch, B. Meyler, O. Katz, E. Finkman, and J. Salzman, *Dependence of the refractive index of Al_xGa_{1-x}N on temperature and composition at elevated temperatures*, J. Appl. Phys. **89** (2001), 2676.
- [59] S. Tomiya, S. Goto, M. Takeya, and M. Ikeda, *Defects in degraded GaN-based laser diodes*, Phys. stat. sol. (a) **200** (2003), 139.
- [60] V. O. Turin and A. A. balandin, *Performance degradation of gan field-effect transistors due to thermal boundary resistance at GaN/substrate interface*, Electronics Letters **40** (2004).
- [61] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*, J. Appl. Phys. **89** (2001), 5815.
- [62] R. Weingärtner, P.J. Wellmann, M. Bickermann, D. Hofmann, and T.L. Straubinger, *Determination of charge carrier concentration in n- and p-doped SiC based on optical absorption measurements*, Appl. Phys. Lett. **80** (2002), 70.
- [63] D. K. Wickenden, C. B. Barger, W. A. Bryden, J. Miragliotta, and T. J. Kistenmacher, *High quality self-nucleated Al_xGa_{1-x}N layers on (00.1) sapphire by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett. **65** (1994), 2024.
- [64] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager III, E. E. Haller, H. Lu, W. J. Schaff, Y. Saito, and Y. Nanishi, *Unusual properties of the fundamental band gap of InN*, Appl. Phys. Lett. **80** (2002), 3967.

Publikationen

Veröffentlichungen

Phonon-polariton damping by low-frequency excitations in lithium tantalate investigated by spontaneous and stimulated Raman scattering

Bittner, B.; Scherm, M.; Schoedl, T.; Tyroller, T.; Schwarz, U.T.; Maier M. Journal of Physics: Condensed Matter, **14** (2002), 9013

Laser Diode Facet Degradation Study

U.T. Schwarz, T. Schoedl, V. Kümmler, A. Lell, V. Härle
Materials Research Society Proceedings, **798** (2004), Y11.10.1

Gradual facet degradation of (Al,In)GaN quantum well lasers

V. Kümmler, A. Lell, V. Härle., U. T. Schwarz, T. Schoedl, and W. Wegscheider
Applied Physics Letters, **84** (2004), 2989

Facet degradation of (Al,In)GaN laser diodes

T. Schoedl, U.T. Schwarz, S. Miller, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell, and V. Härle
Physica-Status-Solidi (a), **201** (2004), 2635

Facet degradation of GaN heterostructure laser diodes

T. Schoedl, U.T. Schwarz, V. Kümmler, A. Miler, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell, and V. Härle
submitted to Journal of Applied Physics (2004)

Vorträge

Facetten-Alterung von (Al,In)GaN Laserdioden

DPG Frühjahrstagung

Regensburg, 9. März 2004

Facet degradation of (Al,In)GaN quantum well laser diodes

5th International Symposium on Blue Laser and Light Emitting Diodes

Gyeongju, Korea, 18. März 2004

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei den vielen Personen bedanken, die mir im Laufe dieser Doktorarbeit zur Seite gestanden sind:

- Bei Herrn Prof. Dr. M. Maier für die freundliche Aufnahme an seinem Lehrstuhl, und dass er mir die Möglichkeit dieser Promotion gegeben hat.
- Ein besonderer Dank für die freundliche Zusammenarbeit gilt meinem Betreuer PD Dr. Ulrich Schwarz, der mich stets mit kompetenten Ratschlägen unterstützt hat.
- Bei Dr. Alfred Lell, Dr. Volker Härle, Michael Furitsch und den anderen Mitgliedern des GaN-Laserteams von OSRAM für die gute Zusammenarbeit und die stetige Versorgung mit neuen Proben.
- Bei Prof. Dr. Weiss für die Möglichkeit, die Beschaffenheit der Laserfacetten am REM zu untersuchen, sowie bei Joachim Stahl und Thomas Uhlig für die Hilfe bei der Bedienung des REMs.
- Bei Prof. Dr. Schweizer (4. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart) und bei Prof. Dr. Pfitzner (Institut für Anorganische Chemie, Universität Regensburg) für die Diskussionen um die Alterungsursachen der GaN-Laserdioden.
- Bei allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für die angenehme und freundliche Arbeitsatmosphäre
- Bei Anja und Uli für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Bei meinen Eltern, die mich immer unterstützt haben.